COMPTES RENDUS

HEBDOMADAIRES

DES SÉANCES

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS, QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS, 55.

COMPTES RENDUS

HEBDOMADAIRES

DES SÉANCES

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES,

PUBLIÉS,

CONFORMÉMENT A UNE DÉCISION DE L'ACADÉMIE

EN DATE DU 13 JUILLET 1835,

PAR MM. LES SECRÉTAIRES PERPÉTUELS,

AVEC LE CONCOURS
DU CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE.

TOME DEUX CENT QUARANTE CINQUIÈME.

DEUXIÈME PARTIE : OCTOBRE-DÉCEMBRE **1957.**

TABLES SEMESTRIELLES.

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, ÉDITEUR-IMPRIMEUR-LIBRAIRE

Quai des Grands-Augustins, 55.

—

1957

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 7 OCTOBRE 1957.

PRÉSIDENCE DE M. PAUL MONTEL.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** annonce le décès, survenu à Belgrade, le 1er octobre 1957, de M. **Jean Giaja**, Correspondant pour la Section de médecine et chirurgie. Il invite l'Académie à se recueillir en silence pendant quelques instants, en signe de deuil.

L'allocution nécrologique d'usage sera déposée ultérieurement par M. **Paul Portier**.

HYDRAULIQUE. — *Remarque sur les cheminées d'équilibre à débit d'apport.* Note (*) de M. **Léopold Escande**.

La chute du débit d'apport dans la cheminée provoque sur le fond de la chambre une contre-pression supplémentaire dont ne tient pas compte le calcul et que cette Note permet d'évaluer.

Dans les usines hydroélectriques, il arrive parfois qu'un débit d'apport est recueilli au droit de la chambre d'équibre.

Le plus souvent, ce débit atteint la surface libre de l'eau située dans la cheminée sous la forme d'un jet sensiblement vertical, plus ou moins émulsionné selon que la chute se fait à l'air libre sur une certaine portion de la course, ou qu'elle est guidée par un tube en charge jusqu'à l'immersion (*fig.* 1).

Dans les calculs concernant les oscillations de l'eau dans les chambres d'équilibre comportant un tel apport de débit, on ne fait intervenir cet élément que dans l'équation de continuité

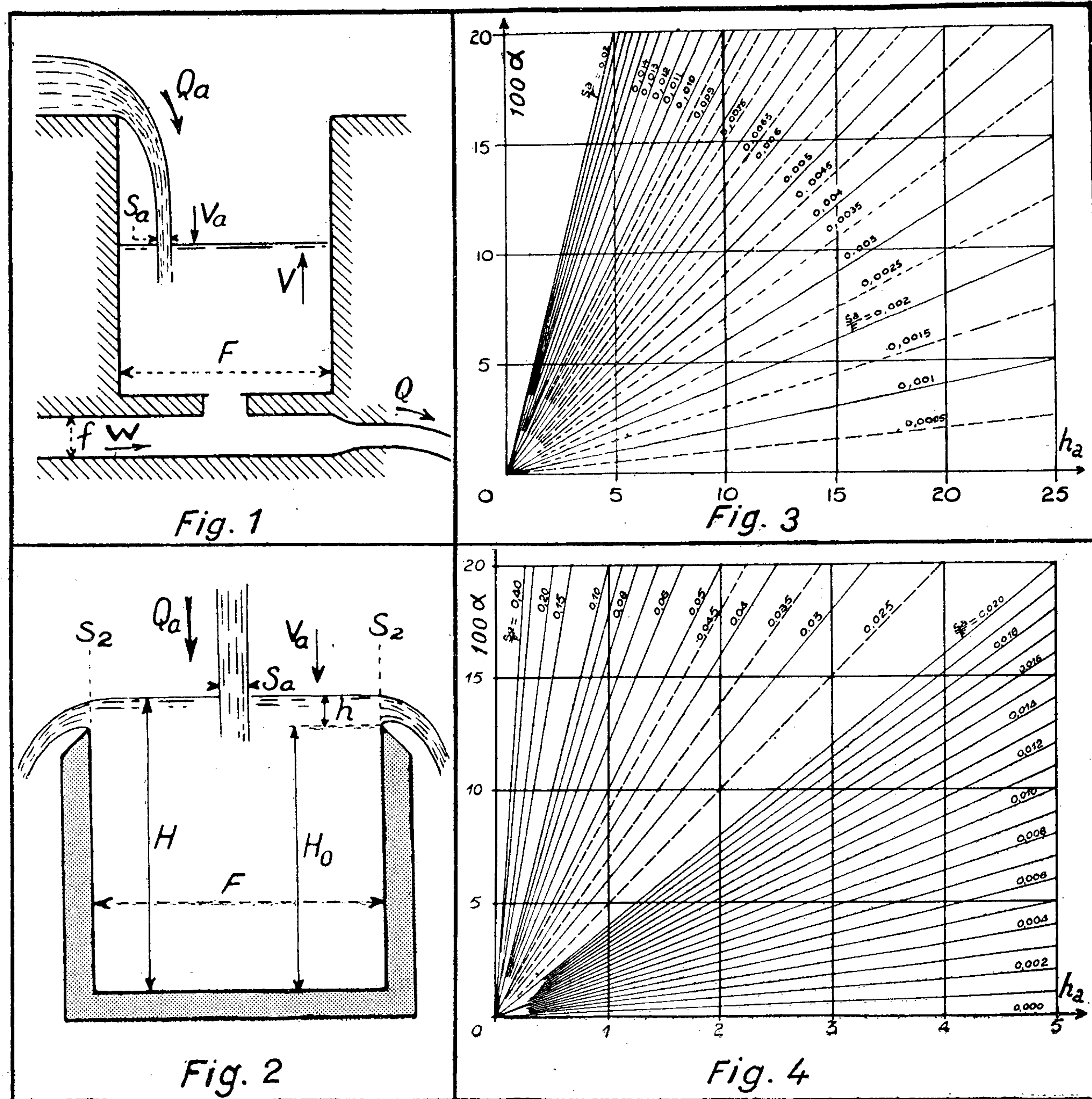
$$Q_a + fW = FV + Q,$$

avec les notations classiques, que rappelle la figure 1.

Par contre, on néglige la pression supplémentaire que peut engendrer la quantité de mouvement du débit ainsi injecté, sur le fond de la chambre ou

encore sur la cloison constituant l'étranglement quand un tel dispositif existe (*fig.* 1).

Nous avons voulu nous rendre compte de l'ordre de grandeur de l'approximation ainsi réalisée, en schématisant le phénomène.



A cet effet, nous considérons (*fig.* 2) un réservoir cylindrique de section F, à génératrices verticales et à fond horizontal dont la partie supérieure constitue un déversoir à mince paroi.

Un jet vertical, à la pression atmosphérique, dirigé suivant l'axe de la chambre alimente celle-ci avec un débit $Q_a = V_a S_a$.

L'eau s'échappe par déversement, sur toute la périphérie du seuil, et le plan d'eau se stabilise à une cote $H = H_0 + h$ au-dessus du fond. Dans la théorie des cheminées d'équilibre, on admet que la pression, en tout point du fond, est égale à ϖH.

Supposons le jet non émulsionné et appliquons le théorème d'Euler entre la section d'entrée horizontale S_1 et une sortie de section verticale S_2 constituée par le prolongement du cylindre au-dessus du seuil déversant (*fig.* 2).

Si l'on admet qu'à travers la section S_2 les vitesses sont sensiblement horizontales, on obtient, en projetant sur un axe vertical descendant, la relation suivante

$$-\frac{\varpi}{g}Q_a V_a = \varpi F H - R,$$

R désignant la résultante des pressions exercées par l'eau sur le fond.

On a donc

$$(1) \qquad \frac{R}{\varpi F} = H + \frac{Q_a V_a}{gF} = H + 2\frac{V_a^2}{2g}\frac{S_a}{F}.$$

$H_m = R/(\varpi F)$ représentant la pression moyenne sur le fond, exprimée en hauteur d'eau, et $H_a = V_a^2/2g$ la hauteur dynamique due à la vitesse d'impact V_a, la relation précédente s'écrit

$$(2) \qquad h_m = \frac{H_m}{H} = 1 + 2\frac{S_a}{F}\frac{H_a}{H} = 1 + \alpha.$$

L'inertie du débit d'apport majore la pression moyenne sur le fond, d'un pourcentage α

$$(3) \qquad \alpha = 2\frac{H_a}{H}\frac{S_a}{F}$$

égal au double du produit du rapport des sections s_a du jet et F de la chambre par le rapport $h_a = H_a/H$ de la hauteur due à la vitesse d'impact H_a à la profondeur H.

Sur les abaques des figures 3 et 4, nous avons porté en abscisses les valeurs de h_a et en ordonnées 100α, les droites obliques correspondent aux diverses valeurs du rapport S_a/F.

Il sera prudent, dans chaque cas particulier, de s'assurer que l'erreur commise demeure négligeable, ce qui sera facile, au moyen de la formule ou des abaques ci-dessus.

(*) Séance du 30 septembre 1957.

Au sujet du satellite artificiel qui circule depuis trois jours autour de la Terre, M. **André Danjon** s'exprime en ces termes :

Le satellite émet des signaux radioélectriques sur les fréquences de 20 et 40 Mc dont la réception est facile même à très grande distance. Les enregistrements obtenus à l'Observatoire de Paris le 6 octobre à 7 h 6 m T. U. se composent de traits émis à la cadence d'un signal toutes les 423 ms en moyenne.

En revanche, à Paris, l'observation visuelle ou photographique du satellite paraît fort problématique. Il ne pourrait être visible que pendant les 2 h qui suivent la fin du crépuscule, ou 2 h avant l'aurore. Les passages se produisent le matin vers 7 h 6 m T. U., en plein jour, ou le soir, vers 22 h 50 m T. U., alors que le satellite traverse dans le cône d'ombre de la Terre.

Ces conditions ne se modifieront guère, la période étant presque exactement d'un quinzième de jour, les passages se répétant donc de jour en jour aux mêmes heures.

On pourrait chercher à l'observer à son passage au-dessus de la Norvège, vers 3 h 40 m T. U.; mais, en raison de sa faible hauteur sur l'horizon, l'observation ne pourrait être faite que sous un ciel très pur. Un essai d'observation dans la nuit du 6 au 7 octobre n'a donné aucun résultat.

Aucune donnée précise n'ayant encore été fournie sur les éléments du satellite artificiel, sa recherche est bien aléatoire. Il nous sera permis de le regretter, l'expérience à laquelle nous assistons étant d'une importance exceptionnelle et d'un haut intérêt.

M. **Pierre Tardi** rend compte à l'Académie des travaux de la XIe Assemblée générale de l'Union Géodésique et Géophysique internationale (U. G. G. I.) qui s'est tenue à Toronto du 3 au 14 septembre 1957 et qui a groupé environ 1200 délégués appartenant à 47 nations différentes. La délégation française y était d'une soixantaine de personnes appartenant aux diverses disciplines de la *Géodésie*, de la *Séismologie*, de la *Météorologie*, du *Magnétisme terrestre*, de l'*Océanographie physique*, de la *Volcanologie* et de l'*Hydrologie*. Au cours de ces réunions s'est manifesté le désir d'aboutir à une meilleure délimitation des champs d'action des sept Associations internationales constituant l'U. G. G. I. — et ceci aussi bien dans le domaine de la haute atmosphère que dans celui de l'intérieur de la Terre. Pour ce dernier on assiste à l'heure actuelle à un regroupement plein d'intérêt des méthodes de la Géochimie et de celles de la Géophysique.

Une attention particulière a été apportée à la participation (très importante) des organismes de l'U. G. G. I. aux opérations de l'Année Géophysique internationale. On a notamment étudié l'exploitation scientifique possible des observations qui pourront être faites éventuellement soit *sur* un satellite artificiel, soit *à partir* de ce dernier (d'émissions radiotélégraphiques). Cette exploitation pose des problèmes théoriques extrêmement délicats notamment dans le domaine de la Géodésie.

La prochaine Assemblée générale de l'U. G. G. I. a été fixée à juillet 1960. Elle se tiendra à Helsinki.

Le nouveau Président de l'U. G. G. I. est le Professeur Tuzo Wilson,

de l'Université de Toronto. M. Georges Laclavère, de l'Institut Géographique national français, a été réélu Secrétaire général pour une nouvelle période.

M. **Henri Gaussen** fait hommage à l'Académie de la *Carte de la végétation de la France; Alençon*, par Robert Corillion, publiée sous sa direction.

CORRESPONDANCE.

M. **Raymond Cornubert** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats, à la place vacante, dans la Section des Membres non résidants, par le décès de M. **Luc Picart**.

M. **André Gougenheim** adresse à l'Académie un compte rendu de la réunion internationale tenue à Stockholm à l'effet d'examiner la possibilité d'entreprendre de nouvelles études géophysiques et radioscientifiques sur le Continent antarctique, réunion où l'Académie l'avait chargé de la représenter.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Claude Bernard* (1813-1878) *et son temps;*

2° *Théorie élémentaire des géométries non euclidiennes,* par Arthur Tresse. Tome I;

3° *Rhénium et technétium,* par Suzanne Tribalat;

4° *Mesures gravimétriques et magnétiques dans la partie centrale de l'A. O. F. Interprétations biologiques,* par Yvonne Crenn. Texte et Planches.

THÉORIE DES NOMBRES. — *Sur certaines fonctions arithmétiques.* Note de M. **Hubert Delange**, présentée par M. Paul Montel.

Suite d'une Note précédente relative à des fonctions arithmétiques simples définies à partir de certains ensembles de nombres premiers.

Cette Note fait suite à notre récente Note de même titre [1]. Nous conservons les mêmes notations.

Nous considérons maintenant simultanément deux fonctions de la famille $(\mathcal{F})$, choisies convenablement.

I. Supposons d'abord que f soit l'une des fonctions ω_{E_1} et Ω_{E_1} et g l'une des

fonctions ω_{E_2} et Ω_{E_2}, E_1 et E_2 étant deux ensembles de la famille (Φ) sans élément commun.

Désignons par α et β les densités respectives de E_1 et E_2 par rapport à l'ensemble de tous les nombres premiers.

A étant soit l'ensemble de tous les entiers positifs, soit l'ensemble des entiers positifs « quadratfrei », on a pour x tendant vers $+\infty$ une formule de la forme

$$\sum_{\substack{n \leqq x \\ n \in A}} u^{f(n)} v^{g(n)} = G(u, v)\, x (\log x)^{\alpha u + \beta v - \alpha - \beta} + O\left[x (\log x)^{\alpha \mathcal{R} u + \beta \mathcal{R} v - \alpha - \beta - 1}\right],$$

valable uniformément pour $|u| \leqq u_0$, $|v| \leqq v_0$ si u_0 et v_0 sont des nombres positifs satisfaisant à $u_0 < U$, $v_0 < V$, où U et V sont définis de la façon suivante :

Si A est l'ensemble de tous les entiers positifs, U est égal à $+\infty$ dans le cas où $f = \omega_{E_1}$ et au plus petit nombre de E_1 dans le cas où $f = \Omega_{E_1}$, et de même V est égal à $+\infty$ dans le cas où $g = \omega_{E_2}$ et au plus petit nombre de E_2 dans le cas où $g = \Omega_{E_2}$.

Si A est l'ensemble des entiers positifs « quadratfrei », $U = V = +\infty$.

La fonction $G(u, v)$ est holomorphe en u et v pour $|u| < U$, $|v| < V$.

On peut déduire de cette formule les résultats que nous allons indiquer maintenant.

a. Soit $N_{m,m'}(x)$ le nombre des n au plus égaux à x, appartenant à A et tels que $f(n) = m$ et $g(n) = m'$.

Pour m et m' fixés $\geqq 0$, on a quand x tend vers $+\infty$

$$N_{m,m'}(x) = \frac{x}{(\log x)^{\alpha+\beta}} \sum_{j=0}^{m+m'} \frac{a_j (\log\log x)^{m+m'-j}}{(m+m'-j)\,!} + O\left[\frac{x (\log\log x)^{m+m'}}{(\log x)^{\alpha+\beta+1}}\right],$$

où a_j est le coefficient de $u^m v^{m'}$ dans le développement en série entière de $G(u, v)(\alpha u + \beta v)^{m+m'-j}$. ($a_0$ est d'ailleurs nul si $\alpha + \beta = 1$).

D'autre part, si $\alpha + \beta < 1$, quels que soient λ et μ positifs satisfaisant à $\lambda < \alpha U$ et $\mu < \beta V$, on a

$$N_{m,m'}(x) = \left\{ G\left(\frac{m}{\alpha \log\log x}, \frac{m'}{\beta \log\log x}\right) + O\left[\frac{m+m'}{(\log\log x)^2}\right]\right\} \frac{\alpha^m \beta^{m'}}{m\,!\; m'\,!} \frac{x (\log\log x)^{m+m'}}{(\log x)^{\alpha+\beta}}$$

uniformément pour $m \leqq \lambda \log\log x$, $m' \leqq \mu \log\log x$, $m + m' \geqq 1$.

Si $\alpha + \beta = 1$, on a une formule analogue, mais un peu plus compliquée.

b. On peut évaluer le nombre des n au plus égaux à x, appartenant à A et tels que $f(n) \equiv r \pmod q$ et $g(n) \equiv r' \pmod{q'}$.

Si $\alpha \sin^2(\pi/q) < \beta \sin^2(\pi/q')$, avec $q > 2$, ou bien $\alpha \sin^2(\pi/q) > \beta \sin^2(\pi/q')$, avec $q' > 2$, on obtient une formule analogue à celle donnée dans notre Note précédente pour le nombre des n au plus égaux à x, appartenant à A et tels que $f(n) \equiv r \pmod q$, dans le cas où $q > 2$. Le terme principal est maintenant $d(x/qq')$, où d est la densité de l'ensemble A.

Dans tous les cas on a une formule où le terme principal est $d(x/qq')$.

c. Enfin, si $N_m(x)$ est le nombre des n au plus égaux à x, appartenant à A et tels que $f(n)=m$, le nombre des n satisfaisant aux mêmes conditions et en outre à $g(n)\equiv r \pmod q$ est égal pour x tendant vers $+\infty$ à

$$\frac{1}{q}N_m(x)+O\left[\frac{\alpha^m x(\log\log x)^m}{m\,!(\log x)^\delta}\right],\qquad \text{avec}\quad \delta=\alpha+2\beta\sin^2\frac{\pi}{q},$$

uniformément pour $0\leqq m\leqq\lambda\log\log x$ pour tout λ positif $<\alpha U$.

II. Soit maintenant E un ensemble de la famille (Φ) et soient α la densité de E par rapport à l'ensemble de tous les nombres premiers, et p_0 le plus petit nombre de E.

Alors on a pour x tendant vers $+\infty$ une formule de la forme

$$\sum_{n\leqq x} z^{\omega_E(n)} z'^{\Omega_E(n)-\omega_E(n)} = H(z, z')\,x(\log x)^{\alpha z-\alpha}+O\left[x(\log x)^{\alpha\mathcal{R}z-\alpha-1}\right],$$

valable uniformément pour $|z|\leqq\rho_0$, $|z'|\leqq\rho'_0$ si $\rho_0>0$ et $0<\rho'_0<p_0$.

La fonction $H(z, z')$ est holomorphe en z et z' pour $|z'|<p_0$ et z quelconque.

On déduit encore de là un certain nombre de résultats intéressants.

a. Soit $\nu_{m,q}(x)$ le nombre des entiers positifs n au plus égaux à x et tels que $\omega_E(n)=m$ et $\Omega_E(n)=m+q$ (m et $q\geqq 0$).

Pour m et q fixés, on a quand x tend vers $+\infty$

$$\nu_{m,q}(x)=\frac{x}{(\log x)^\alpha}\sum_{j=0}^{m}\frac{b_{j,q}\,\alpha^{m-j}}{(m-j)\,!}(\log\log x)^{m-j}+O\left[\frac{x(\log\log x)^m}{(\log x)^{\alpha+1}}\right],$$

où $b_{j,q}$ est le coefficient de $z^j z'^q$ dans le développement de $H(z, z')$ en série entière.

D'ailleurs, $b_{0,0}\neq 0$ si $\alpha<1$, $b_{0,0}=0$ et $b_{1,0}\neq 0$ si $\alpha=1$, et, pour $q>0$, $b_{0,q}=0$ et $b_{1,q}\neq 0$ si $\alpha<1$, $b_{0,q}=b_{1,q}=0$ et $b_{2,q}\neq 0$ si $\alpha=1$.

On peut aussi dire que, quel que soit λ positif, on a quand x tend vers $+\infty$

$$\nu_{m,0}(x)=\begin{cases}\left\{H\left(\dfrac{m}{\alpha\log\log x}, 0\right)+O\left[\dfrac{m}{(\log\log x)^2}\right]\right\}\dfrac{\alpha^m x(\log\log x)^m}{m\,!(\log x)^\alpha} & \text{si}\quad \alpha<1,\\[2ex] \left\{H_1\left(\dfrac{m-1}{\log\log x}, 0\right)+O\left[\dfrac{m}{(\log\log x)^2}\right]\right\}\dfrac{x(\log\log x)^{m-1}}{(m-1)\,!\log x} & \text{si}\quad \alpha=1,\end{cases}$$

avec $H_1(z, z')=(1/z)H(z, z')$, uniformément pour $1\leqq m\leqq\lambda\log\log x$.

Pour q fixé >0, on a si $\alpha<1$

$$\nu_{m,q}(x)=\left\{\varphi_q\left(\frac{m-1}{\alpha\log\log x}\right)+O\left[\frac{m}{(\log\log x)^2}\right]\right\}\frac{\alpha^{m-1}x(\log\log x)^{m-1}}{(m-1)\,!\,(\log x)^\alpha},$$

avec $\varphi_q(z)=(1/z)(1/q\,!)(\partial^q H/\partial z'^q)(z, 0)$, uniformément pour $1\leqq m\leqq\lambda\log\log x$, et si $\alpha=1$

$$\nu_{m,q}(x)=\left\{\psi_q\left(\frac{m-2}{\log\log x}\right)+O\left[\frac{m}{(\log\log x)^2}\right]\right\}\frac{x(\log\log x)^{m-2}}{(m-2)\,!\log x},$$

avec $\psi_q(z)=(1/z^2)(1/q\,!)(\partial^q H/\partial z'^q)(z, 0)$, uniformément pour $2\leqq m\leqq\lambda\log\log x$.

b. Soient q et q' deux entiers > 1 *premiers entre eux* [2] et r et r' deux entiers quelconques.

On voit que, pour x infini, le nombre des entiers positifs n au plus égaux à x et satisfaisant à $\omega_E(n) \equiv r \pmod{q}$ et $\Omega_E(n) \equiv r' \pmod{q'}$ est égal à

$$\frac{x}{qq'} + \frac{2Rx}{qq'}(\log x)^{-2\alpha\sin^2\frac{\pi}{qq'}}\left\{\cos\left[\varphi + 2\pi\left(\frac{br'}{q'} - \frac{ar}{q}\right) + \alpha(\log\log x)\sin\frac{2\pi}{qq'}\right] + o[1]\right\},$$

où a et b sont les entiers déterminés par

$$0 \leqq a \leqq q-1, \qquad 0 \leqq b \leqq q'-1 \qquad \text{et} \qquad aq' - bq = 1,$$

et $Re^{i\varphi} = H(e^{2\pi i/qq'}, e^{-2\pi i b/q'})$.

III. Ajoutons que, dans le cas où E est l'ensemble de tous les nombres premiers, on peut obtenir des résultats analogues à ceux du paragraphe précédent en se limitant aux entiers appartenant à une progression arithmétique donnée.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 611. Signalons que, dans cette dernière Note, p. 612, ligne 4, au lieu de « supposé non vide », il faut lire « supposé infini ».

(2) Dans nos travaux cités dans notre première Note, cette hypothèse a été oubliée dans les énoncés correspondant à celui-ci.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les correspondances vectorielles.*

Note (*) de M. **François Trèves**, présentée par M. Jacques Hadamard.

On définit une relation, dite de domination, sur l'ensemble des applications linéaires d'un espace vectoriel dans un espace normé, et l'on formule certaines conditions générales d'utilisation de cette relation. On précise ensuite le type d'opérateurs différentiels auxquels elle va être appliquée et l'on énonce, pour ces cas, le principal résultat qu'elle permet d'obtenir.

1. Définitions et généralités. — Soient E un espace vectoriel (sans topologie), F un espace vectoriel normé. Nous noterons $L(E; F)$ l'espace vectoriel des applications linéaires de E dans F, $L_b(F)$ l'espace vectoriel des opérateurs bornés de F, muni de la topologie de la convergence bornée, $\mathrm{Aut}(F)$ le groupe des opérateurs bornés et inversibles de F sur lui-même. Nous noterons $\| \ \|$ la norme dans F et aussi celle dans $L_b(F)$ lorsqu'aucune confusion ne sera à craindre.

Soient S, T deux éléments de $L(E; F)$.

Définition 1. — Nous dirons que S *domine* T dans $L(E; F)$ si, à tout $\varepsilon > 0$, correspond $A \in \mathrm{Aut}(F)$ tel que

$$\|A(Tx)\| \leqq \varepsilon \|A(Sx)\| \qquad \text{pour tout } x \in E.$$

Dans tous les cas qui nous intéresseront, E sera un sous-espace vectoriel

de F. Nous noterons J l'injection canonique de E dans F. $S \in L(E; F)$ sera dit *dominant* dans $L(E; F)$ si S domine J.

Soit maintenant $\mathfrak{T}$ un sous-ensemble de $L(E; F)$.

Définition 2. — Nous dirons que S *équidomine* $\mathfrak{T}$ dans $L(E; F)$ si, à tout $\varepsilon > 0$, correspond $A \in \mathrm{Aut}(F)$ tel que

$$\| A(Tx) \| \leq \varepsilon \| A(Sx) \| \qquad \text{pour tout } x \in E \text{ et tout } T \in \mathfrak{T}.$$

Définition 3. — Supposons que S équidomine $\mathfrak{T}$ dans $L(E; F)$. Nous dirons qu'un sous-ensemble $\mathfrak{U}$ de Aut (F) est une *base de domination* de $\mathfrak{T}$ par S dans $L(E; F)$ si, à tout $\varepsilon > 0$, correspond $U \in \mathfrak{U}$ tel que

$$\| U(Tx) \| \leq \varepsilon \| U(Sx) \| \qquad \text{pour tout } x \in E \text{ et tout } T \in \mathfrak{T}.$$

Les énoncés qui suivent sont à peu près évidents.

Théorème 1. — *Si* S *domine* T *dans* $L(E; F)$, *il existe une constante finie* C *telle que*

$$\| Sx \| \leq C \| (S + T)x \| \qquad \text{pour tout } x \in E.$$

Proposition 1. — *Supposons que* S *équidomine* $\mathfrak{T}$ *dans* $L(E; F)$. *Alors :*

1° *Quelle que soit la famille finie* $(T_i)(1 \leq i \leq r)$ *extraite de* $\mathfrak{T}$, S *domine* $T_1 + \ldots + T_r$ *dans* $L(E; F)$.

2° *Quelle que soit l'application linéaire* v *de* E *dans lui-même,* $S \circ v$ *équidomine, dans* $L(E; F)$, *l'ensemble des* $T \circ v$, T *parcourant* $\mathfrak{T}$.

Proposition 2. — *Supposons que* S *équidomine* $\mathfrak{T}$ *dans* $L(E; F)$ *et qu'à chaque* $T \in \mathfrak{T}$ *corresponde un opérateur* $A_T \in L_b(F)$ *de sorte qu'on ait :*

a. il existe $M < +\infty$ *tel que* $\| A_T \| \leq M$ *pour tout* $T \in \mathfrak{T}$;

b. il existe une base de domination $\mathfrak{U}$ *de* $\mathfrak{T}$ *par* S *telle que* A_T *et* U *commutent, quels que soient* $T \in \mathfrak{T}$ *et* $U \in \mathfrak{U}$.

Dans ces conditions :

1° S *équidomine, dans* $L(E; F)$, *l'ensemble des* $A_T \circ T$, T *parcourant* $\mathfrak{T}$.

2° *Quel que soit* $T_0 \in \mathfrak{T}$, $S + A_{T_0} \circ T_0$ *équidomine* $\mathfrak{T}$ *dans* $L(E; F)$.

Dans la suite, F sera toujours un espace hilbertien. Dans ce cas, si S domine T dans $L(E; F)$, il existera, d'après le théorème 1, un opérateur borné G de F tel que $G[(S + T)x] = Sx$ pour tout $x \in E$. La dualité et la transposition fourniront d'autres propriétés intéressantes, d'ailleurs classiquement associées à celle-là.

2. Applications aux opérateurs différentiels. — Notons $x = (x_1, \ldots, x_n)$ la variable dans R^n, $y^0 = (y_1^0, \ldots, y_\nu^0)$ celle dans R^ν. Nous allons considérer des opérateurs différentiels sur R^n, dont les coefficients seront des combinaisons linéaires finies de produits de polynomes en y^0 et de fonctions de L_x^∞. Si les coefficients sont constants en x, ces opérateurs seront notés $P(y^0, D)$, $Q(y^0, D)$, etc. Par exemple, $P(y^0, D)$ s'obtient en substituant $(1/2i\pi)(\partial/\partial x_j)$ à $y_j (1 \leq j \leq n)$ dans le polynome $P(y^0, y)$ à $n + \nu$ variables (et à coefficients complexes).

Nous écrirons aussi $P^{(p)}(y^0, y)$ pour $(1/2i\pi)(\partial/\partial y_1)^{p_1} \ldots (1/2i\pi)(\partial/\partial y_n)^{p_n}$ $P(y^0, y)$.

Soit Ω un ouvert borné de R^n. En ce qui concerne les espaces E et F du paragraphe 1, nous choisirons respectivement $\mathcal{D}_x(\Omega)\hat{\otimes}\mathcal{S}_{y^0}$, que nous noterons E_Ω, et $[L^2_x(\Omega)](L^2_{y^0})$, que nous noterons F_Ω. F_Ω sera muni de la norme, notée $\|\ \|$, et du produit hermitien habituels. Cependant nous donnerons au mot « domine » une signification plus étroite qu'au paragraphe 1. Précisément, nous dirons que $P(y^0, D)$ domine $Q(y^0, D)$ *sur* Ω, si $P(y^0, D)$ domine $Q(y^0, D)$ dans $L(E_\Omega; F_\Omega)$ avec des bases de domination constituées par des opérateurs de la forme $\exp(\langle x, h(y^0)\rangle)$, où

$$h(y^0) = (h_1(y^0), \ldots, h_n(y^0)) \in (L^\infty_{y^0}) \times \ldots \times (L^\infty_{y^0}).$$

$\exp(\langle x, h(y^0)\rangle)$ opérera multiplicativement en x et en y^0. Puisque Ω est borné, il s'agit bien là d'opérateurs bornés et inversibles de F_Ω sur lui-même. $h_j(y^0)$ $(1 \leq j \leq n)$ pourra toujours être supposée réelle, partout définie et bornée par sa norme L^∞. Pour abréger, nous appellerons *spéciales* ces applications $h(y^0)$. Si $\nu = 0$, $h(y^0)$ sera un vecteur constant de R^n.

$S(x, y^0)$, $T(x, y^0)$, etc. désigneront des distributions en x et y^0, et $\hat{S}(y, y^0)$, $\hat{T}(y, y^0)$, etc. leurs transformées de Fourier par rapport à x, lorsqu'elles existeront. Soit s réel quelconque. Nous désignerons par $H^s(L^2_{y^0})$ le sous-espace de $\mathcal{S}'_x(L^2_{y^0})$ formé des $S(x, y^0)$ qui vérifient : 1° $\hat{S}(y, y^0)$ est une *fonction* de (y, y^0); 2° $(1+|y|^2)^{s/2}\hat{S}(y, y^0) \in L^2_{y, y^0}$. $H^s(L^2_{y^0})$ sera muni de la norme (qui en fait un espace hilbertien) :

$$\|S\|_s = \left[\iint (1+|y|^2)^s |\hat{S}(y, y^0)|^2\, dy\, dy^0\right]^{\frac{1}{2}}.$$

Enfin, si K est un compact arbitraire de R^n, $H^s_K(L^2_{y^0})$ désignera le sous-espace de $H^s(L^2_{y^0})$ formé des $S(x, y^0)$ ayant leur support dans $K \times R^\nu$. $H^s_K(L^2_{y^0})$ sera, lui aussi, muni de la norme $\|\ \|_s$, pour laquelle c'est un espace hilbertien.

Soient des opérateurs $P(y^0, D)$, $Q_j(y^0, D)$ et des fonctions $a_j(x) \in \mathcal{E}_x$ $(1 \leq j \leq r)$. Posons

$$P(x, y^0, D) = P(y^0, D) + \sum_{i=1}^{r} a_j(x)\, Q_j(y^0, D).$$

THÉORÈME 2. — *On suppose que* $P(y^0, D)$ *équidomine les* $Q_j(y^0, D)$ *sur un ouvert borné* Ω *de* R^n. *Soient un compact* $K \subset \Omega$ *et deux entiers s et s' quelconques* (≥ 0 *ou* < 0). *Alors, pour toute* $T(x, y^0) \in H^{s'}_K(L^2_{y^0})$ *telle que* $P(x, y^0, D)T \in H^s(L^2_{y^0})$, *on a* $P(y^0, D)T \in H^s(L^2_{y^0})$. *Et il existe une constante* $A_K(s, s') < +\infty$ (*indépendante de* T), *telle que*

$$\|P(y^0, D)T\|_s \leq A_K(s, s')\, \|P(x, y^0, D)T\|_s.$$

On peut effectuer une transformation de Fourier en y^0 : $P(y^0, D)$ et $Q_j(y^0, D)$ deviennent des opérateurs $P(D_{x^0}, D_x)$ et $Q_j(D_{x^0}, D_x)$ à coefficients constants sur $R^n \times R^\nu$; et le théorème 2 vient à concerner des opérateurs différentiels sur $R^n \times R^\nu$, où « domine » un terme à coefficients constants, et où les coefficients ne dépendent que des n premières variables. Plus généralement, nous aurions pu considérer des fonctions $a_j(x, y^0) \in \mathcal{E}_x \hat{\otimes} L^\infty_{y^0}$ au lieu des $a_j(x)$: alors, la transformation de Fourier en y^0 aurait conduit à des « coefficients » multiplicatifs pour x et « convolutifs » pour x^0.

Soit $T \in H^{s'}_K(L^2_{x^0})$. Sous les mêmes hypothèses, on déduit du théorème 2 :

(I) $$P(x, D_{x^0}, D_x)T \in \mathcal{E}_x(L^2_{x^0}) \Rightarrow T \in \mathcal{E}_x(L^2_{x^0});$$

(II) $$P(x, D_{x^0}, D_x)T = 0 \Rightarrow T = 0.$$

Du théorème 2 découlent des propriétés intéressant, d'une part, l' « inversibilité » à gauche et à droite de $P(x, D_{x^0}, D_x)$ au sens de certains espaces de distributions en x et x^0, d'autre part, les solutions de l'équation homogène $P(x, D_{x0}, D_x) S(x, x^0) = 0$.

(*) Séance du 30 septembre 1957.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la représentation intégrale de certaines opérations linéaires.* Note de M. **Nicolae Dinculeanu**, présentée par M. Paul Montel.

1. Soit Z, un espace localement compact, μ une mesure de Radon (1) positive sur Z et $\mathcal{E} = (E(z))_{z \in Z}$ une famille d'espaces de Banach. On désigne par $\mathcal{C}(\mathcal{E})$ l'ensemble des champs de vecteurs $\mathbf{x}$ définis sur Z, tels que $\mathbf{x}(z) \in E(z)$ quel que soit $z \in Z$. Supposons qu'il existe une famille fondamentale $\mathfrak{A} \subset \mathcal{C}(\mathcal{E})$ de champs de vecteurs continus, vérifiant l'axiome de Godement (2) : (G). *Il existe une partie dénombrable $\mathfrak{A}_0 \subset \mathfrak{A}$, telle que, pour tout $z \in Z$, l'ensemble $\{\mathbf{x}(z); \mathbf{x} \in \mathfrak{A}_0\}$ soit dense dans* $E(z)$. Si tous les espaces $E(z)$ sont identiques à un même espace de Banach E, on prend pour $\mathfrak{A}$ l'ensemble des applications constantes de Z dans E. Soit F un espace de Banach de type dénombrable, dual d'un espace de Banach B. Pour tout $z \in Z$, soit $G(z)$, l'espace $\mathcal{L}(E(z), F)$ des applications linéaires et continues de $E(z)$ dans F, et soit $\mathcal{G}$ la famille $(G(z))_{z \in Z}$. Si $F = C$, l'espace $G(z)$ est le dual $E'(z)$ de $E(z)$; dans ce cas, on désigne par $\mathcal{E}'$ la famille $(E'(z))_{z \in Z}$.

Théorème 1. — *Pour toute application linéaire et continue f de $L^1_{\mathfrak{A}}$ dans F, il existe un champ d'opérations $U_f \in \mathcal{C}(\mathcal{G})$, déterminé localement presque partout, tel que $N_\infty(U_f) = \|f\|$ et*

(1) $$f(x) = \int U_f(z)\mathbf{x}(z)\, d\mu(z) \quad pour \quad \mathbf{x} \in L^1_{\mathfrak{A}}.$$

Pour chaque $a \in B$, soit f_a la forme linéaire et continue définie sur $L^1_{\mathfrak{A}}$ par l'égalité $f_a(\mathbf{x}) = \langle a, f(\mathbf{x}) \rangle$. Alors on a [(3), th. 2] :

$$(2) \qquad f_a(\mathbf{x}) = \int \langle \mathbf{x}(z), \mathbf{x}'_a(z) \rangle \, d\mu(z) \qquad \text{pour} \quad \mathbf{x} \in L^1_{\mathfrak{A}},$$

où $\mathbf{x}'_a \in \mathcal{C}(\mathcal{E}')$ et $N_\infty(\mathbf{x}'_a) = \|f_a\|$; $\mathbf{x}'_a$ est déterminé à un ensemble localement négligeable près, N_a, et l'on peut supposer $\|\mathbf{x}'_a(z)\| \leq \|f_a\|$ pour $z \notin N_a$. Soit A l'ensemble des combinaisons linéaires à coefficients rationnels complexes d'une partie dénombrable partout dense dans B. Il existe alors un ensemble localement négligeable $N \subset Z$, tel que pour tout $z \notin N$ l'on ait $\mathbf{x}'_{\alpha a + \beta b}(z) = \alpha \mathbf{x}'_a(z) + \beta \mathbf{x}'_b(z)$ pour a, $b \in A$, α, β rationnels, et $\|\mathbf{x}'_a(z)\| \leq \|f_a\| \leq \|f\| . \|a\|$ pour $a \in A$. Si pour chaque $z \in N$ on pose $\mathbf{x}'_a(z) = 0$ quel que soit $a \in A$, les relations précédentes sont vraies pour tout $z \in Z$. Alors, pour tout $z \in Z$ et $\mathbf{x} \in L^1_{\mathfrak{A}}$, l'application $a \to \langle \mathbf{x}(z), \mathbf{x}'_a(z) \rangle$ est une forme linéaire (par rapport au corps des nombres rationnels complexes) sur A. Cette forme linéaire est continue car $|\langle \mathbf{x}(z), \mathbf{x}'_a(z) \rangle| \leq \|\mathbf{x}(z)\| . \|f\| . \|a\|$, et par suite, peut être prolongée uniquement par continuité en une forme linéaire continue $T\mathbf{x}(z)$ sur B, et $\|T\mathbf{x}(z)\| \leq \|\mathbf{x}(z)\| . \|f\|$. Pour chaque $a \in B$ et $\mathbf{x} \in L^1_{\mathfrak{A}}$, on a

$$\langle \mathbf{x}(z), \mathbf{x}'_a(z) \rangle = \langle a, T\mathbf{x}(z) \rangle \quad \text{presque partout,}$$

(car les deux membres de l'égalité sont fonctions continues de a), et par suite, la relation (2) devient

$$(3) \qquad \langle a, f(\mathbf{x}) \rangle = \int \langle a, T\mathbf{x}(z) \rangle \, d\mu(z) \qquad \text{pour} \quad \mathbf{x} \in L^1_{\mathfrak{A}} \quad \text{et} \quad a \in B.$$

Comme F est de type dénombrable et pour tout $a \in B$ et $\mathbf{x} \in L^1_{\mathfrak{A}}$ la fonction scalaire $z \to \langle a, T\mathbf{x}(z) \rangle$ est mesurable, il résulte [(4), th. 32) que l'application $T\mathbf{x} : z \to T\mathbf{x}(z)$ de Z dans F est mesurable. D'autre part, on a $N_1(T\mathbf{x}) \leq \|f\| N_1(\mathbf{x})$ donc $T\mathbf{x} \in L^1_F$ et de (3), on déduit

$$(4) \qquad f(\mathbf{x}) = \int T\mathbf{x}(z) \, d\mu(z) \qquad \text{pour} \quad \mathbf{x} \in L_{\mathfrak{A}}.$$

On vérifie aisément que $T(\alpha \mathbf{x} + \beta \mathbf{y}) = \alpha T \mathbf{x} + \beta T \mathbf{y}$ presque partout pour chaque $\mathbf{x}$, $\mathbf{y} \in L^1_{\mathfrak{A}}$ et α, $\beta \in C$, donc l'application $T : \mathbf{x} \to T\mathbf{x}$ de $L^1_{\mathfrak{A}}$ dans L^1_F est linéaire et continue et $\|T\| \leq \|f\|$. Il est facile de voir que, pour chaque fonction $g \in L^\infty_C$ et $\mathbf{x} \in L^1_{\mathfrak{A}}$, on a $T(g\mathbf{x}) = gT\mathbf{x}$ presque partout, donc T est décomposable (3), et par suite [(3), th. 1], pour tout $z \in Z$ il existe une application linéaire et continue $U_f(z)$ de $E(z)$ dans F, $[U_f \in \mathcal{C}(\mathcal{G})]$, telle que $T\mathbf{x}(z) = U_f(z)\mathbf{x}(z)$ presque partout pour chaque $\mathbf{x} \in L^1_{\mathfrak{A}}$, et $N_\infty(U_f) = \|T\| \leq \|f\|$; U_f est déterminé localement presque partout. Alors la relation (1) résulte de (4). De la relation (1) on déduit

$$\|f(\mathbf{x})\| \leq \int \|U_f(z)\| . \|\mathbf{x}(z)\| \, d\mu(z) \leq N_\infty(U_f) N_1(\mathbf{x}),$$

donc $\|f\| \leq N_\infty(U_f)$, et l'égalité inverse ayant été déjà démontrée, on a $N_\infty(U_f) = \|f\|$, ce qui achève la démonstration.

Remarques. — 1° Si tous les $E(z)$ sont des espaces hilbertiens, la relation (4) et l'égalité $T(g\mathbf{x}) = gT\mathbf{x}$ peuvent être démontrées sans supposer l'axiome (G) [*voir* (2), p. 92]. 2° Supposons que : ($\star$) *il existe une famille fondamentale* $\mathcal{O} \subset \mathcal{C}(\mathcal{G})$ *vérifiant l'axiome* (G) *et telle que la fonction* $z \to U(z)\mathbf{x}(z)$ *soit mesurable quels que soient* $U \in \mathcal{O}$ *et* $\mathbf{x} \in \mathfrak{A}$. Dans ce cas, U_f est mesurable (relativement à $\mathcal{O}$ et μ), donc $U_f \in L^\infty_{\mathcal{O}}$. La démonstration est la même que celle de la remarque 1 de (3). 3° Pour le cas où $E(z) = F$ quel que soit $z \in Z$ [*voir* (5), th. 2]. Pour le cas où $E(z) = C$ quel que soit $z \in Z$, *voir* (5), (6), (7), (8) et (9).

2. Supposons maintenant Z *compact* et les espaces $E(z)$ et F comme dans le paragraphe précédent. Désignons par $\mathcal{C}_{\mathfrak{A}}(Z)$ l'espace des champs de vecteurs $\mathbf{x} \in \mathcal{C}(\mathcal{E})$, continus par rapport à la famille fondamentale $\mathfrak{A}$, et munis de la topologie de la convergence uniforme. Une application linéaire et continue f de $\mathcal{C}_{\mathfrak{A}}(Z)$ dans F est *majorée* s'il existe une mesure de Radon positive ν, telle que, pour tout $\mathbf{x} \in \mathcal{C}_{\mathfrak{A}}(Z)$ on ait $\|f(\mathbf{x})\| \leq \int \|\mathbf{x}(z)\|\, d\nu(z)$. Si $F = C$, toute forme linéaire continue sur $\mathcal{C}_{\mathfrak{A}}(Z)$ est majorée.

THÉORÈME 2. — *Pour toute application linéaire continue et majorée f de $\mathcal{C}_{\mathfrak{A}}(Z)$ dans F, il existe une plus petite mesure μ_f majorante de f et un champ d'opérations $U_f \in \mathcal{C}(\mathcal{G})$, déterminé μ_f-presque partout, tels que $N_\infty(U_f, \mu_f) \leq 1$, et*

$$f(\mathbf{x}) = \int U_f(z)\,\mathbf{x}(z)\, d\mu_f(z) \qquad \textit{pour} \quad \mathbf{x} \in \mathcal{C}_{\mathfrak{A}}(Z).$$

La démonstration repose sur le théorème 1. Si la condition ($\star$) est vérifiée, alors $U_f \in L^\infty_{\mathcal{O}}(Z, \mu_f)$. Si $F = C$, alors pour toute fonction continue $\varphi \geq 0$ sur Z on a $\mu_f(\varphi) = \sup\{|f(\varphi\{\mathbf{x})|;\ \mathbf{x} \in \mathcal{C}_{\mathfrak{A}}(Z), \|\mathbf{x}\| \leq 1\}$ donc $\|\mu_f\| = \|f\|$, et $N_\infty(U_f, \mu_f) = 1$; si l'on suppose la condition ($\star$) avec « continue » au lieu de « mesurable », alors $\|U_f(z)\| = 1$ μ_f-presque partout, et la correspondance $f \to (\mu_f, U_f)$ est biunivoque.

(1) Pour ce qui concerne l'intégration, *voir* N. BOURBAKI, *Intégration*, livre VI, chap. I-IV, Paris, 1952.

(2) Pour ce qui concerne les champs de vecteurs et les espaces $L^p_{\mathfrak{A}}$, *voir* R. GODEMENT, *Ann. Math.*, 53, 1951, p. 68-124.

(3) C. T. IONESCU TULCEA, *Bull. Sc. Math.*, 79, 1955, p. 106-111.

(4) N. DUNFORD, *Trans. Amer. Math. Soc.*, 44, 1938, p. 305-356.

(5) J. DIEUDONNÉ, *Ann. Univ. Grenoble*, 23, 1947-1948, p. 25-55.

(6) J. DIEUDONNÉ, *J. Indian Math. Soc.*, 15, 1951, p. 77-86 (cité d'après *Math. Rev.*).

(7) N. DUNFORD et B. J. PETTIS, *Trans. Amer. Math. Soc.*, 47, 1940, p. 323-392.

(8) I. GELFAND, *Mat. Sbornik*, 4, 46, 1938, p. 68-124.

(9) R. S. PHILLIPS, *Trans. Amer. Math. Soc.*, 48, 1940, p. 516-541.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la déficience d'un réseau infini.* Note de M. CLAUDE BERGE, présentée par M. Henri Villat.

La théorie du flot maximum dans un réseau de transport (Ford-Fulkerson) ayant de nombreuses applications à des problèmes combinatoires de la théorie des graphes, nous étendons ici au cas infini un théorème de D. Gale ([1]), découlant du théorème de la coupe minimum ([2]), et nous le complétons en formulant la déficience du réseau.

Un *réseau de transport* est ici un graphe orienté (X, U), avec une *capacité* $c(u)$ associée à chaque arc $u \in U$; en outre, il existe une *entrée* $x_0 \in X$, et une infinité dénombrable (au plus) de *sorties* $y_1, y_2, \ldots$ avec pour chaque sommet y_n une *demande* $d(y_n) > 0$ représentant la quantité totale de flot réclamée en y_n. La *déficience* d'un réseau est la quantité totale minimum qu'il faut rabattre des demandes pour pouvoir toutes les satisfaire ([3]); si $Y \subset Z = \{y_1, y_2, \ldots\}$, on désigne par $F(Y)$ la quantité totale de flot que l'on peut faire entrer (globalement) dans Y, et l'on pose

$$\delta(Y) = \sum_{y \in Y} d(y) - F(Y),$$
$$\delta_0 = \sup_{|Y| < \infty} \delta(Y).$$

Les autres notations et définitions sont celles exposées ailleurs ([4]).

LEMME 1. — *Dans un graphe progressivement fini et Γ-fini, on a $|\hat{\Gamma} x|$ fini pour tout sommet x.*

En effet, si $|\hat{\Gamma} x_0| = \infty$, il existe dans Γx_0 au moins un sommet x_1 tel que $|\hat{\Gamma} x_1| = \infty$; de même, il existe dans Γx_1 un sommet x_2 tel que $|\hat{\Gamma} x_2| = \infty$, etc.; le chemin $(x_0, x_1, x_2, \ldots)$ étant de longueur infinie, le graphe ne peut être progressivement fini.

LEMME 2. — *Soit $\Phi_1, \Phi_2, \ldots$ une suite d'ensembles finis non vides et disjoints deux à deux, et soit $\leqq$ une relation binaire définie entre les éléments de deux ensembles Φ_n consécutifs; si pour tout $\varphi_n \in \Phi_n$ il existe un $\varphi_{n-1} \in \Phi_{n-1}$ tel que $\varphi_{n-1} \leqq \varphi_n$, il existera une suite $(\varphi_1^0, \varphi_2^0, \ldots)$, avec $\varphi_n^0 \in \Phi_n$ pour tout n et telle que*

$$\varphi_1^0 \leqq \varphi_2^0 \leqq \varphi_3^0 \leqq \ldots \leqq \varphi_n^0 \leqq \ldots$$

Cela se déduit immédiatement du lemme 1.

THÉORÈME 1. — *Si le graphe est régressivement fini et Γ^--fini, une condition nécessaire et suffisante pour qu'il existe un flot φ^0 satisfaisant à toutes les demandes est que $\delta_0 = 0$.*

Ce résultat ayant été démontré dans le cas où $|Z| < \infty$ par Gale, il s'agit de l'étendre au cas où Z est infini dénombrable.

Posons $Y_n = \{y_1, y_2, \ldots, y_n\}$, et désignons par X_n l'ensemble des sommets appartenant à au moins un chemin allant de x_0 à z *via* un des points de Y_n.

Le graphe obtenu en changeant l'orientation de chaque arc est Γ-fini et progressivement fini, donc, d'après le lemme 1, on a

$$|(\widehat{\Gamma^{-}})y| < \infty \qquad (y \in Z).$$

Donc l'ensemble

$$X_n = \bigcup_{k=1}^{n} (\widehat{\Gamma^{-}}) y_k$$

est fini, et le sous-réseau G_n qu'il engendre est fini.

Désignons par Φ_n l'ensemble des flots φ_n du réseau G_n qui satisfassent les demandes [si u n'est pas un arc de G_n, on posera en outre $\varphi_n(u) = 0$]. Comme G_n est un réseau fini, on a $|\Phi_n| < \infty$; par ailleurs, d'après le théorème de Gale, on a $\Phi_n \neq \emptyset$; enfin, à tout $\varphi_n \in \Phi_n$, on peut faire correspondre d'une façon évidente un flot $\varphi_{n-1} \in \Phi_{n-1}$ tel que $\varphi_{n-1} \leqq \varphi_n$: d'après le lemme 2, il existe alors une suite $(\varphi_1^0, \varphi_2^0, \ldots, \varphi_n^0, \ldots)$ avec $\varphi_n^0 \in \Phi_n$ pour tout n et telle que

$$\varphi_1^0 \leqq \varphi_2^0 \leqq \ldots \leqq \varphi_n^0 \leqq \ldots.$$

Posons $\varphi^0(u) = \sup \varphi_n^0(u)$, et montrons que c'est bien un flot compatible avec le réseau G.

Si $a \in X$, l'ensemble U_a des arcs incidents à a et dirigés vers a étant fini, il existe un entier p tel que

$$\varphi_p^0(u) = \varphi^0(u) \qquad (u \in U_a);$$

φ_p^0 étant un flot du réseau G_p, on a

$$\sum_{u \in U_a} \varphi^0(u) = \sum_{u \in U_a} \varphi_p^0(u) = \sum_{v \in V_a} \varphi_p^0(v) = \sum_{v \in V_a} \varphi^0(v).$$

Donc φ^0 est un flot, et $\varphi^0(u) \leqq c(u)$; enfin il est évident que ce flot satisfait à toute demande.

LEMME 3. — *Si l'on désigne par* $\mathcal{A}$ *la famille des ensembles* $A \subset Z$ *avec* $|A| < \infty$, $\delta(A) = \delta_0$, *cette famille est un treillis par rapport aux opérations* $\cup$ *et* $\cap$.

Cela se démontre comme l'a fait Ore dans un cas particulier ([5]).

LEMME 4. — *Si* $0 < \delta_0 < \infty$, *l'intersection* A_0 *de la famille* $\mathcal{A}$ *est non vide et appartient à* $\mathcal{A}$.

En effet, les ensembles de $\mathcal{A}$ étant finis, A_0 est une intersection finie d'ensembles $A_i \in \mathcal{A}$; donc d'après le lemme précédent $A_0 \in \mathcal{A}$; en outre, si $A_0 = \emptyset$, on aurait

$$\delta_0 = \delta(A_0) = \delta(\emptyset) = 0.$$

THÉORÈME 2. — *Si le graphe est régressivement fini et* Γ^{-}*-fini, la déficience du graphe est égale à* δ_0.

En effet, on remarque que si $o < \delta_0 < \infty$, et si l'on diminue d'une unité la demande en un sommet quelconque de A_0, le nombre δ_0 est diminué d'une unité; si l'on diminuait d'une unité la demande en un point n'appartenant pas à A_0, le nombre δ_0 ne serait pas modifié.

(1) *Abstract*, *Bull. A. M. S.*, 63, janvier 1957, p. 17.

(2) L. R. Ford et D. R. Fulkerson, *Canad. J. Math.*, 8, 1956, p. 399.

(3) Si le réseau est fini, la déficience égale $d(Z)$ moins la valeur du flot maximum (mais ceci n'a plus de sens si $|Z| = \infty$).

(4) C. Berge, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1404; Γ désigne l'application multivoque de X dans X qui définit le graphe, Γ^- son inverse, $\hat{\Gamma}$ sa fermeture transitive; on dira ici que le graphe est progressivement fini (au lieu de « localement ») si toute progression a une longueur finie, et qu'il est régressivement fini si toute régression a une longueur finie. U_a désigne l'ensemble des arcs incidents à a dirigés vers a, et V_a désigne celui des arcs incidents dirigés vers l'extérieur.

(5) O. Ore, *Duke Math. J.*, 22, 1955, p. 625.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur les séries de base relatives à certaines classes de fonctions entières.* Note de M. **Maurice Falgas**, présentée par M. Paul Montel.

Les notations sont les mêmes que dans mon travail précédent (1).

1. Si $\theta(X)$ applique conformément et d'une manière biunivoque le disque ouvert $|X| < 1$ sur $\complement\overline{D}$, de telle sorte que $\theta(O) = \infty$, le développement de $\theta'(X)/[\theta(X) - z]$ en puissances croissantes de X définit une suite de polynomes $q_n(z)$ qui sont les polynomes de Faber associés à $\overline{D}$. Nous poserons :

$$Q_n(z) = \frac{1}{2i\pi}\int_L \frac{q_n(\zeta)}{\zeta} E_\rho\left(\frac{z}{\zeta}\right) d\zeta \tag{1}$$

$\Big($L contour simple fermé entourant l'origine, parcouru dans le sens positif, $E_\rho(u) = \sum_{n=0}^{\infty} u^n/\Gamma[1 + (n/\rho)]\Big)$.

Nous dirons que les polynomes $Q_n(z)$ sont les polynomes de Faber associés à la classe $\mathcal{C}[\rho, h(\varphi)]$ définie dans ma Note précédente. D'après ce qui a été vu dans cette Note, si $\overline{D}_R$ est la région dont la frontière est l'image de $|X| = R (R < 1)$, on peut lui associer une classe analogue à $\mathcal{C}[\rho, h(\varphi)]$ mais contenue dans celle-ci, nous la désignerons par $\mathcal{C}[\rho, h_R(\varphi)]$. Toutes les classes $\mathcal{C}[\rho, h_R(\varphi)]$ $(R \leq 1)$ ont à un coefficient près, les mêmes polynomes de Faber.

THÉORÈME 1. — *a. Toute fonction de la classe* $\mathcal{C}[\rho, h(\varphi)]$ *est représentable par une série unique de la forme :*

(2) $$\sum_{n=0}^{\infty} a_n Q_n(z),$$

avec

(3) $$\overline{\lim} |a_n|^{\frac{1}{n}} < 1,$$

absolument et uniformément convergente sur tout ensemble borné.

b. Toute série de la forme (2) *vérifiant la condition* (3), *converge absolument et uniformément sur tout ensemble borné vers une fonction de la classe* $\mathcal{C}[\rho, h(\varphi)]$.

c. Si la condition (3) *est remplacée par :* $\overline{\lim} |a_n|^{1/n} = 1$, *la série* (2) *peut être divergente en certains points, mais elle peut encore être uniformément convergente et absolument convergente sur tout ensemble borné avec* $\overline{\lim} |a_n|^{1/n} > 1$, *même si le rayon d'univalence de* $\theta(X)$ *est* 1.

THÉORÈME 2. — *Quel que soit* $R (0 < R \leq 1)$ *et quel que soit* $\varepsilon > 0$, *il existe une constante* $K(\varepsilon) > 0$, *telle que :*

$$|Q_n(re^{i\varphi})| \leq \frac{K(\varepsilon)}{R^n} e^{r^\rho [h_R(\varphi)+\varepsilon]}.$$

2. *Étant donné la base* $\{P_m(z)\}$, *si :*

(4) $$p_m(z) = \rho \int_0^{\infty} P_m(zt)\, e^{-t^\rho} t^{\rho-1}\, dt,$$

les polynomes $p_m(z)$ *forment encore une base.*

Les deux bases seront dites associées. Nous poserons :

$$z^n = \sum_{m=0}^{\infty} \pi_{nm} p_m(z),$$

$$q_n(z) = \sum_{m=0}^{\infty} \pi'_{nm} p_m(z) \qquad ou \qquad Q_n(z) = \sum_{m=0}^{\infty} \pi'_{nm} P_m(z)$$

(*avec la convention que pour n donné les coefficients* π_{nm} *et* π'_{nm} *sont tous nuls à l'exception d'un nombre fini d'entre eux*)

$$\varphi_m(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\pi_{nm}}{x^{n+1}}$$

(*si cette série converge dans un voisinage de l'infini*).

On a alors :

$$\sum_{n=0}^{\infty} \pi'_{nm} X^{n-1} = \varphi_m[\theta(X)]\theta'(X).$$

Si $F \in \mathcal{C}[\rho, h(\varphi)]$ et est représentée par la série (2), nous poserons :

$$A_m = \sum_{m=0}^{\infty} a_n \pi'_{nm},$$

sous réserve que cette série soit convergente, et la série de base de F sera :

$$\sum_{m=0}^{\infty} A_m P_m(z).$$

Cannon a étudié seulement le cas où $h(\varphi)$ est une constante. Dans ce cas particulier, notre définition coïncide avec la sienne.

THÉORÈME 3. — *Si* K *est un ensemble compact du plan des* z, *pour que toute fonction* $F \in \mathcal{C}[\rho, h(\varphi)]$ *admette une série de base qui converge uniformément vers* $F(z)$ *sur* K, *il est nécessaire et suffisant que :*

a. les fonctions $\varphi_m(x)$ *existent et soient holomorphes sur* $\complement \overline{D}$;

b. la série $\sum_{m=0}^{\infty} \varphi_m(x) P_m(z)$ *converge uniformément sur tout ensemble défini par* $x \in H$, $z \in K$, *où* H *est un ensemble compact quelconque contenu dans* $\complement \overline{D}$.

THÉORÈME 4. — *Si la série* $\sum_{m=0}^{\infty} A_m P_m(z)$ *converge uniformément sur tout ensemble borné et définit une fonction entière d'ordre* ρ, *de type fini, et si la série* $\sum_{m=0}^{\infty} A_m p_m(z)$ *ne converge uniformément sur aucun voisinage de l'origine :*

a. il existe une suite $\{m'_j, m''_j, z_j\}$ *avec* $\lim_{j \to \infty} |z_j| = 0$, *telle que* $\left| \sum_{m=m'_j}^{m''_j} A_m p_m(z_j) \right|$ *ne soit pas borné*;

b. si l'on pose pour les z_j *de la suite précédente* $z_j = r_j e^{i\theta_j}$, *il existe une suite* $\{j_s\}$ *extraite de* $\{j\}$ *et une suite de nombres* c_s *tendant vers l'infini avec* s, *telles que :*

$$\left| \sum_{m=m'_{j_s}}^{m''_{j_s}} A_m P_m(r_{j_s} e^{i\theta_{j_s}}) \right| \geq e^{c_s r_{j_s}^{\rho}}.$$

THÉORÈME 5. — *a. Si une fonction f holomorphe sur* $\overline{D}$ *admet une série de base relative à* $\{p_m(z)\}$, *qui converge uniformément vers* $f(z)$ *sur un voisinage de l'origine, la fonction* F *correspondante de la classe* $\mathcal{C}[\rho, h(\varphi)]$ *admet une série de base qui converge uniformément vers* $F(z)$ *sur tout ensemble borné.*

b. Si la base $\{P_m(z)\}$ *est effective relativement à la classe* $\mathcal{C}[\rho, h(\varphi)]$, *pour que toute fonction f holomorphe sur* $\overline{D}$ *admette une série de base relative à* $\{p_m(z)\}$ *qui converge uniformément vers f sur un voisinage de l'origine (dépendant de f), il est nécessaire et suffisant qu'à tout ensemble compact* $H \subset \complement \overline{D}$, *on puisse associer des nombres positifs* B *et* C *tels que :*

$$\sup_{0 \leq m' \leq m'' < \infty} \left[\max_{x \in H},\ \max_{|z| \leq R} \left| \sum_{m=m'}^{m''} \varphi_m(x) P_m(z) \right| \right] \leq C e^{BR^{\rho}}.$$

Les hypothèses du théorème 4 sont réalisées par exemple dans le cas suivant : Désignons par $\mathfrak{A}$ l'ensemble des nombres impairs supérieurs à 3^4, par $\lambda(m)$ le plus grand nombre pair inférieur à $m(\log m)^{1/2}$. Prenons $\rho=1$, $p_m(z)=z^m$ si m n'appartient pas à $\lambda(\mathfrak{A})$, $p_{\lambda(m)}(z)=z^{\lambda(m)}-z^m$ si $m\in\mathfrak{A}$.

(1) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 2275.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur la convergence des polynomes d'interpolation de Lagrange et d'Hermite aux nœuds équidistants.* Note (*) de M. **Paul Otto Runck**, transmise par M. Arnaud Denjoy.

On donne des conditions suffisantes pour l'emploi efficace de ces polynomes dans un voisinage de l'origine.

En 1901 Runge a remarqué, qu'il existe des fonctions $f(x)$, analytiques dans un intervalle, pour lesquelles la suite des polynomes de Lagrange aux nœuds équidistants ne converge pas uniformément vers $f(x)$ dans tout l'intervalle. Plus tard d'autres travaux (par exemple de Borel, Bernstein, Fréchet, Quade) (1) ont aussi indiqué l'inefficacité de ces polynomes de Lagrange pour un grand nombre de nœuds. Pour la fonction $y=|x|$ Bernstein a montré que la suite correspondante des polynomes de Lagrange aux nœuds équidistants dans $\langle -1, +1\rangle$ diverge dans tout l'intervalle à l'exception des points -1, $+1$ et 0 (la convergence au point O fut démontrée seulement plus tard).

Toutefois dans l'analyse appliquée on emploie avec succès des polynomes de Lagrange aux nœuds équidistants et des formules déduites de ces polynomes (même pour un grand nombre de nœuds) (2). Il s'agit donc de savoir dans quelles conditions cette application est admissible.

Nous considérons une fonction continue $f(x)$ dans l'intervalle $\langle -1, +1\rangle$ et construisons pour la suite de nœuds équidistants $x_{1,n}=-1$, $x_{2,n}$, $x_{3,n}$ ..., $x_{n,n}=+1$; $(n=1, 2\ldots)$ les polynomes interpolateurs de Lagrange, qui coïncident aux nœuds avec $f(x)$:

$$L_n[f;x]=\sum_{k=1}^{n} l_{k,n}(x)f(x_{k,n}),$$

où

$$l_{k,n}(x)=\frac{F_n(x)}{F'_n(x_{k,n})(x-x_{k,n})};\qquad F_n(x)=\prod_{i=1}^{n}(x-x_{i,n}).$$

Nous étudions la déviation de ces polynomes dans des intervalles $I\subset\langle -1,+1\rangle$ (symétriques par rapport au point O) dépendants de n. Pour un nombre $\varepsilon>0$ y a-t-il donc un $n=n(\varepsilon)$ et un intervalle $I=I(n,\varepsilon)\subset\langle -1, +1\rangle$ tels qu'on a $|L_n[f;x]-f(x)|<\varepsilon$, $x\in I(n,\varepsilon)$?

Une réponse à cette question est donnée par la

Proposition. — *Pour les polynomes fondamentaux de Lagrange* $l_{k,n}(x)$ *aux nœuds équidistants dans* $\langle -1, +1 \rangle$ *on a pour tous les* x *avec* $|x| \leqq rn^{-1/2}$ *(r, nombre positif donné quelconque)*

$$\lambda_n(x) = \sum_{k=1}^{n} |l_{k,n}(x)| \leqq A(r) + B(r)\log n,$$

où $A(r)$, $B(r)$ *sont indépendants de n.*

De cette proposition on déduit le

Théorème 1. — *Si* $f(x)$ *admet une dérivée d'ordre* $K (K \geqq 0)$ *avec* $f^{(K)}(x) \in \mathrm{Lip}\,\alpha$ $(0 < \alpha \leqq 1)$ *(c'est-à-dire* $|f^{(K)}(y) - f^{(K)}(x)| \leqq M|y-x|^{\alpha}$*) on a pour tous les* $n > n_0(r)$ *et pour tous les* x *avec* $|x| \leqq rn^{-1/2}$ *(r, nombre positif donné quelconque)*

$$|L_n[f; x] - f(x)| \leqq \frac{MK_k}{n^{k+\alpha}}(1 + A(r) + B(r)\log n),$$

où M, K_k *sont indépendants de n.*

Au lieu de l'exemple indiqué de Bernstein on peut démontrer la divergence pour des fonctions dont la dérivée d'ordre $k-1$ est continue et la dérivée d'ordre k a un saut au point O :

Théorème 2. — *Soit* $L_n[f_k; x]$ *le polynome d'interpolation de Lagrange de la fonction* $f_k(x) = |x|x^{k-1}$ *(k entier positif) aux n nœuds équidistants dans* $\langle -1, +1 \rangle$. *Si dans* $\langle -1, +1 \rangle$ *le nombre des nœuds croît, le procédé d'interpolation diverge à l'exception des points* $-1, +1$ *pour tous les* x *avec* $|x| \geqq n^{-\beta}$ $(0 < \beta < 1/2)$.

Des résultats analogues valent pour les polynomes d'Hermite $H_n[f; x]$ aux nœuds équidistants $x_{k,n}$ dans $\langle -1, +1 \rangle$ avec

$$H_n[f; x_{k,n}] = f(x_{k,n}); \qquad H'_n[f; x_{k,n}] = f'(x_{k,n}),$$

$$H_n[f; x] = \sum_{k=1}^{n} a_{k,n}(x) f(x_{k,n}) + \sum_{k=1}^{n} b_{k,n}(x) f'(x_{k,n}),$$

$$a_{k,n}(x) = \left(1 - \frac{F''_n(x_{k,n})}{F'_n(x_{k,n})}(x - x_{k,n})\right) l^2_{k,n}(x); \qquad b_{k,n}(x) = (x - x_{k,n}) l^2_{k,n}(x).$$

Proposition. — *Pour les polynomes fondamentaux d'interpolation d'Hermite* $a_{k,n}(x)$ *et* $b_{k,n}(x)$ *aux nœuds équidistants dans* $\langle -1, +1 \rangle$ *on a pour tous les* x *avec* $|x| \leqq rn^{-1/2}$ *(r, nombre positif donné quelconque)*

$$\lambda_n^{(1)}(x) = \sum_{k=1}^{n} |a_{k,n}(x)| \leqq A(r),$$

$$\lambda_n^{(2)}(x) = \sum_{k=1}^{n} |b_{k,n}(x)| \leqq B(r)\, n^{-\frac{1}{2}},$$

où $A(r)$, $B(r)$ sont indépendants de n.

THÉORÈME 3. — *Si* $f(x)$ *admet une dérivée d'ordre* $k (k \geqq 1)$ *avec* $f^{(k)}(x) \in \mathrm{Lip}\,\alpha\,(0 < \alpha \leqq 1)$ *on a, pour tous les* x *avec* $|x| \leqq rn^{-1/2}$ *(*r*, nombre positif donné quelconque),*

$$|\mathrm{H}_n[f;\, x] - f(x)| = \mathrm{O}\,(n^{-k-\alpha}).$$

La comparaison des théorèmes 1 et 3 montre que pour $|x| \leqq rn^{-1/2}$, $f^{(k)}(x) \in \mathrm{Lip}\,\alpha$, $0 < \alpha \leqq 1$, $k \geqq 1$ la formule d'Hermite $\mathrm{H}_n[f;\, x]$ est meilleure que celle de Lagrange $\mathrm{L}_n[f;\, x]$ à cause de l'absence du facteur $\log n$.

(*) Séance du 30 septembre 1957.

(1) C. RUNGE, *Z. Math. Phys.*, 46, 1901, p. 224-243; É. BOREL, *Leçons sur les fonctions de variables réelles*, Paris, 1928, p. 74-79; S. BERNSTEIN, *Math. Ann.*, 79, 1918; M. FRÉCHET, *Nouv. Ann. de Math.*, 20, 1920, p. 241-249; W. QUADE, *Z. angew. Math. Mech.*, 35, 1955, p. 144-156.

(2) H. E. SALZER, *J. Science*, 36, 7e sér., 1945, London; *J. Math. Phys.*, 22, 1943, p. 115.

GÉOMÉTRIE. — *Dérivation torsionnelle et seconde torsion pour une structure presque complexe*. Note de M. **A. G. WALKER**, présentée par M. Joseph Pérès.

Étude d'une nouvelle dérivation associée à une structure presque complexe.

1. Dans une suite de travaux récents, Frölicher et Nijenhuis (1) ont apporté une intéressante contribution à la théorie des invariants différentiels sur une variété; ils ont discuté en particulier les invariants associés à une structure complexe ou presque complexe et donné des méthodes variées pour construire de tels invariants. Il n'apparaît pas que leurs travaux contiennent ce que j'appellerai ici la *dérivation torsionnelle*. Cette dérivation est déterminée par une structure presque complexe, c'est-à-dire par un champ de tenseurs $h = (h^i_j)$ tel que $h^2 = -1$; elle peut être appliquée à un tenseur de type arbitraire T^p_q et donne un tenseur de type T^p_{q+2}; les tenseurs dérivés s'annulent quand le tenseur de torsion H de la structure est identiquement nul.

Ce qui peut rendre cette dérivation intéressante est le fait qu'elle peut être appliquée au tenseur de torsion lui-même (qui est de type H^1_2). On obtient ainsi un tenseur H^1_4 non trivial puisqu'il ne se réduit pas à une combinaison de h et de H, et qui peut être considéré comme un nouvel invariant différentiel pour une structure presque complexe. Nous donnons le nom de *seconde torsion* non à H^1_4 mais à un tenseur du même type obtenu par combinaison de celui-ci avec h et H et analogue à la torsion associée à la dérivation covariante.

La 4-forme vectorielle donnée par $\mathrm{H}^1_{[4]}$ et la 3-forme scalaire obtenue par contraction semblent aussi nouvelles; comme H^1_4 elles contiennent les dérivées secondes de h. Il serait intéressant d'étudier le rôle que peuvent jouer ces formes dans la cohomologie d'une structure presque complexe. Il conviendrait

aussi de voir si les formules de définition de ces nouveaux tenseurs peuvent être réécrites de manière à ne pas faire jouer la relation $h^2 = -1$ pour l'établissement du caractère tensoriel. On obtiendrait ainsi une fonction à valeur tensorielle d'un h arbitraire; H est une telle fonction et Nijenhuis a conjecturé que c'était essentiellement la seule telle fonction.

2. A partir de h (avec $h^2 = -1$) le tenseur de torsion peut être défini par

$$H^i_{jk} = \frac{1}{4}(h^i_p \partial_{[j} h^p_{k]} - h^p_{[j} \partial_{|p|} h^i_{k]}).$$

Le facteur numérique est tel que ce tenseur soit la partie antisymétrique d'une connexion associée naturellement à la structure presque complexe. Si cette torsion n'est pas nulle, à chaque tenseur $T^{i\ldots}_{j\ldots}$ correspond sa *dérivée torsionnelle* $T^{i\ldots}_{j\ldots\|rs}$ définie par

$$T^{i\ldots}_{j\ldots\|rs} = H^p_{rs} \partial_p T^{i\ldots}_{j\ldots} + T^{p\ldots}_{j\ldots} h^i_{prs} + \ldots - T^{i\ldots}_{p\ldots} h^p_{jrs} - \ldots,$$

où les points de suspension indiquent qu'à chaque indice de $T^{i\ldots}_{j\ldots}$ correspond un terme comme dans l'expression de la dérivée covariante et où l'on a posé

$$h^i_{jrs} = -\frac{1}{2} \partial_j H^i_{rs} + \frac{1}{2} h^i_p (h^q_j \partial_q H^p_{rs} - H^q_{rs} \partial_q h^p_j + H^p_{qs} \partial_r h^q_j - H^p_{qr} \partial_s h^q_j).$$

On vérifie aisément soit par un calcul direct soit en introduisant une connexion auxiliaire que $T^{i\ldots}_{j\ldots\|rs}$ est bien un tenseur du type indiqué. La dérivation torsionnelle jouit des propriétés usuelles d'une dérivation relativement à l'addition, au produit et à la contraction des tenseurs. De plus,

$$\delta^i_{j\|rs} = 0, \qquad h^i_{j\|rs} = 0.$$

3. La dérivée torsionnelle du tenseur de torsion H^i_{jk} est un tenseur $H^i_{jk\|rs}$ qui ne dépend que de h et fait intervenir les dérivées premières et secondes de ses composantes. Ce tenseur n'est pas trivial en ce qu'il n'est pas une combinaison de h et de H. Il est antisymétrique en j, k et en r, s et demeure en général non trivial quand on l'antisymétrise complètement pour obtenir le tenseur $H^i_{[jk\|rs]}$ d'une 4-forme vectorielle. Par contraction on obtient les tenseurs $H^i_{jk\|ri}$ et $H^i_{[jk\|r]i}$. D'autres tenseurs ne dépendant que de h peuvent être construits à partir des dérivées torsionnelles d'ordre supérieur.

La dérivée torsionnelle d'un scalaire φ est

$$\varphi_{\|jk} = H^i_{jk} \partial_i \varphi$$

et sa dérivée torsionnelle seconde satisfait à

$$\frac{1}{2}(\varphi_{\|jk\|rs} - \varphi_{\|rs\|jk}) = H^i_{jkrs} \partial_i \varphi,$$

où H^i_{jkrs} ne dépend que de la structure h. Par analogie avec la torsion d'une connexion, nous appelons H^i_{jkrs} la seconde torsion de la structure presque

complexe. On a

$$H^i_{jkrs} = -H^i_{kjrs} = -H^i_{jkrs} = -H^i_{rsjk}.$$

La seconde torsion est une combinaison de h^i_j, H^i_{jk} et $H^i_{jk\|rs}$. Inversement, $H^i_{jk\|rs}$ est une combinaison de h, H et de la seconde torsion.

4. Le tenseur $a = (1/2)(1 + ih)$ (avec $h^2 = -1$) est un projecteur ($a^2 = a$). La structure associée est constituée par deux distributions supplémentaires D, D′ définies par les plans invariants de a et $1 - a$; en substituant $h = i(1 - 2a)$ dans H^i_{jk}, nous obtenons le tenseur de torsion de la structure définie par a; par substitution dans la formule définissant $T^{i\cdots}_{j\ldots\|rs}$ nous obtenons la dérivation torsionnelle puis $H^i_{jk\|rs}$ et la seconde torsion pour une telle structure. Si D et D′ ne sont pas, toutes deux, intégrables, la torsion n'est pas nulle et il en est en général de même pour la seconde torsion. Si D est intégrable et D′ non, on a $H^i_{pk}\,a^p_j = 0$; la seconde torsion n'est toujours pas nulle en général, mais $H^i_{[jk\|rs]} = 0$. Pour une structure feuilletée il semble ainsi que la dérivation torsionnelle donne de nouveaux tenseurs, mais non de nouvelles formes scalaires ou vectorielles.

(1) *Proc. Kon. Ned. Ak.*, (3), A, 58, 1955, p. 390-403; 59, 1956, p. 338-359 et 540-564.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur la stabilité en probabilité des valeurs extrêmes d'un échantillon.* Note de M. **Jean Geffroy**, transmise par M. Georges Darmois.

1. Une suite infinie de variables aléatoires X_n est stable en probabilité s'il existe une suite certaine (a_n) telle que $X_n - a_n \to 0$ en probabilité (1). Il est commode pour étudier la stabilité d'une suite (X_n) d'utiliser la fonction inverse $F_n^{-1}(x)$ de la fonction de répartition $F_n(x)$ de X_n. Pour éviter toute ambiguïté, nous définirons $F^{-1}(y)$ comme la borne inférieure des valeurs de x telles que $F(x) \geq y$; $F^{-1}(y)$ est toujours définie dans l'intervalle $0 < y < 1$, quelle que soit $F(x)$.

Voici quelques propriétés des fonctions inverses utiles dans l'étude des valeurs extrêmes :

a. $x = F^{-1}(y)$ équivaut à $F(x) \leq y$; $F(x + 0) \geq y$. $F(x) < y$ entraîne $x \leq F^{-1}(y)$.

b. $F^{-1}(y)$ est monotone non décroissante et continue à gauche dans $]0, 1[$.

c. Si Y est répartie uniformément entre 0 et 1, et si l'on pose $X = F^{-1}(Y)$, la fonction de répartition de X est $F(x)$.

2. Indiquons quelques propriétés qui, chacune, caractérisent la stabilité d'une suite (X_n).

a. $F_n^{-1}(b) - F_n^{-1}(a) \to 0$ quand $n \to +\infty$ quelles que soient les deux constantes a et b de $]0, 1[$.

b. $F_n^{-1}(a) - X_n \to 0$ en probabilité quand $n \to +\infty$ quel que soit le nombre certain a de $]0, 1[$.

c. (a_n) étant une suite certaine telle que $\overline{a}_n < 1$ et $\underline{a}_n > 0$ (plus grande et plus petite limites), $F_n^{-1}(a_n) - X_n \to 0$ en probabilité.

d. La fonction de dispersion de X_n, soit $\omega_n(\alpha)$, tend vers zéro quel que soit $\alpha > 0$; ce qui est équivalent, la fonction de concentration $Q_n(l)$ de X_n tend vers 1 quand $n \to +\infty$ pour tout $l > 0$.

e. La différence $Y_n - Z_n$ de deux variables indépendantes de même loi que X_n tend vers zéro en probabilité quand $n \to \infty$. Cette propriété est une conséquence du théorème suivant, intéressant par lui-même :

Pour que la somme de deux variables indépendantes soit stable, il faut et il suffit que chacune d'elles le soit.

3. La fonction de répartition de la plus grande valeur Y_n d'un échantillon de taille n étant $F_n(x) = [F(x)^n]$, on démontre que $F_n^{-1}(y) = F^{-1}\left(y^{\frac{1}{n}}\right)$ pour tout $y \in]0, 1[$.

Théorème. — *Pour que* (Y_n) *soit stable, il faut et il suffit que*

$$F^{-1}\left(1 - \frac{\alpha}{n}\right) - F^{-1}\left(1 - \frac{\beta}{n}\right) \to 0, \qquad \textit{avec} \quad \frac{1}{n},$$

quels que soient α *et* β *positifs.*

De même, la plus petite valeur Z_n *est stable, si et seulement si*

$$F^{-1}\left(\frac{\alpha}{n}\right) - F^{-1}\left(\frac{\beta}{n}\right) \to 0, \qquad \textit{avec} \quad \frac{1}{n},$$

quels que soient α *et* β *positifs.*

Corollaire. — *Si* $F(x)$ *est absolument continue quand* x *est supérieur à une certaine limite, et si la densité* $f(x)$ *est monotone non croissante, la stabilité de* (Y_n) *est caractérisée par*

$$\lim_{x=+\infty} \frac{1 - F(x)}{f(x)} = 0.$$

Par exemple, pour les lois exponentielles $f(x) = k e^{-x^a}$, (Y_n) est stable quand $a > 1$ et instable quand $a \leqq 1$.

4. Théorème. — *Si* $[1 - F(x+t)]/[1 - F(x)] \to 0$ *avec* $1/x$ *pour une valeur donnée de* t, (Y_n) *est stable.*

Cette condition — suffisante mais non nécessaire — est plus générale que celle du corollaire ci-dessus, car si $[1 - F(x)]/[f(x)] \to 0$ avec $1/x$, il en résulte que $[1 - F(x+t)]/[1 - F(x)] \to 0$ pour tout $t > 0$, tandis que la réciproque n'est pas vraie.

5. Étant donné un échantillon de taille n, représentons par Y_n^p son élément de rang p à partir de la droite et par Z_n^q son élément de rang q à partir de la gauche.

On a donc

$$Y_n^1 = Y_n \qquad \text{et} \qquad Z_n^1 = Z_n.$$

a. THÉORÈME. — *p étant constant, la stabilité de* (Y_n^p) *entraîne celle de* (Y_n^q) *quel que soit l'entier fixe q. De plus,* $Y_n^p - Y_n^q$ *tend alors en probabilité vers zéro.*

b. THÉORÈME. — *S'il existe deux constantes p et q telles que* $Y_n^p - Y_n^q \to 0$ *en probabilité,* (Y_n^k) *est stable pour toute valeur fixe de k.*

Si l'on considère les intervalles extrêmes d'un échantillon, c'est-à-dire $Y_n^1 - Y_n^2$, $Y_n^2 - Y_n^3$, ..., on voit que la stabilité de (Y_n) entraîne la convergence en probabilité vers zéro de ces intervalles, et réciproquement. Nous connaissons donc des conditions nécessaires et suffisantes pour que les intervalles extrêmes se resserrent indéfiniment en probabilité.

(1) *Cf.* KOLMOGOROFF, *Foundations of Probability.*

STATISTIQUE. — *Sur certaines classes de fonctions admettant une fonction d'autocorrélation continue.* Note (*) de M. **JEAN BASS**, présentée par M. Joseph Pérès.

Sans faire appel aux méthodes probabilistes, on construit des familles étendues de fonctions ayant une moyenne temporelle nulle et dont la fonction d'autocorrélation est continue, finie pour $h = 0$ et nulle pour $h = \infty$. Ces fonctions fournissent une représentation de nombreux phénomènes naturels (par exemple la turbulence) qui est plus correcte que celle qui résulte des procédés habituels d'analyse harmonique.

1. Divers problèmes physiques, en particulier celui de la turbulence, conduisent à considérer la classe A des fonctions $u(t)$ qui satisfont aux conditions suivantes :

a. $u(t)$ est une fonction complexe, définie pour tout t, nulle pour $t < 0$, intégrable;

b. $\lim_{T\to\infty}(1/T)\int_0^T u(t)\,dt = 0$;

c. $\gamma(h) = \lim_{T\to\infty}(1/T)\int_0^T u(t+h)\overline{u(t)}\,dt$ est une fonction continue de h; $\gamma(0)$ est fini et non nul; $\lim_{h\to\infty}\gamma(h) = 0$.

$\bar{u}$ représente l'imaginaire conjugué de u. $M = \lim_{T\to\infty}(1/T)\int_0^T$ est *l'opérateur de moyenne temporelle*. $\gamma(h)$ est la *fonction d'autocorrélation* de $u(t)$.

Ces fonctions ont fait l'objet de travaux de N. Wiener (1) qui en a donné un exemple. Mais cet exemple repose sur des principes statistiques. La fonction de Wiener dépend d'un paramètre ρ. Lorsqu'on choisit ρ au hasard entre zéro et 1, on obtient une fonction de la classe A, sauf si ρ appartient à un ensemble de mesure nulle non spécifié. D'autre part, l'analyse harmonique classique se prête mal à la représentation de telles fonctions. En effet, une fonction $u(t) \in A$ n'est ni la somme d'une série presque périodique

[car dans ce cas $\gamma(\infty) \neq 0$], ni la transformée de Fourier-Stieltjes d'une fonction continue à variation bornée [car dans ce cas $\gamma(0) = 0$]. On connaît des fonctions aléatoires qui, sur presque toutes les épreuves, sont de la classe A. Mais l'usage des méthodes probabilistes conduit, pour l'étude de la turbulence, à des difficultés très graves qu'il serait intéressant d'éviter. Le but de cette Note est de donner quelques exemples de fonctions de la classe A admettant une définition analytique simple.

2. Soit $\varphi(t)$ une fonction réelle croissante. Soit B la sous-classe de A constituée par les fonctions $u(t)$ égale à $e^{i\varphi(n)}$ si $n \leqq t < n+1$ (n entier non négatif). La classe B n'est pas vide, car elle contient la fonction de Wiener. Il suffit que $\varphi(n)/\pi$ prenne des valeurs entières irrégulièrement distribuées en valeurs paires et impaires. Mais il existe d'autres fonctions de la classe B. On les obtient en prenant pour $\varphi(t)$ un polynome de degré $q \geqq 2$ dont le coefficient de t^q soit incommensurable avec π. On le voit facilement à l'aide d'un théorème de H. Weyl [2] d'après lequel, dans les conditions indiquées,

$$\lim_{N \to \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N} e^{i\varphi(n)} = 0.$$

Soit P la classe des polynomes ainsi définis, C celle des fonctions $u(t)$ correspondantes. Les résultats suivants permettent, à partir des fonctions de la classe C, de construire de nombreuses fonctions de la classe A.

1° Si $u(t) \in C$ et si $g(t)$ est presque périodique, $u(t)g(t) \in A$.

2° Soient φ_1, φ_2 deux polynomes P, u_1, u_2 les fonctions C associées. Si $\varphi_1(t+h) - \varphi_2(t)$ est un polynome P, toute combinaison linéaire de u_1 et u_2 est de la classe A. Par exemple, la fonction $u(t)$ égale à $\cos n^2$ si $n \leqq t < n+1$ est de la classe A.

3° Si $u \in A$, $\gamma(-h) = \overline{\gamma(h)}$. Si $u \in C$,

$$\begin{aligned} \mathrm{M}\, u(t+\lambda)\overline{u(t+\mu)} &= 0 \quad \text{si } |\lambda-\mu| > 1, \\ &= 1 \quad \text{si } |\lambda-\mu| \leqq 1. \end{aligned}$$

4° Si $u \in A$, il en est de même de $\sum_{k=0}^{N} a_k u(t+\lambda_k)$, λ_k réels, a_k complexes.

5° Soit $g(\lambda)$ une fonction complexe à variation bornée sur $(-\infty, +\infty)$. Si $u(t) \in C$,

$$v(t) = \int_{-\infty}^{\infty} u(t+\lambda)\, dg(\lambda)$$

est de classe A. Si $|s(\lambda)|$ est intégrable de $-\infty$ à $+\infty$, $\int_{-\infty}^{\infty} u(t+\lambda)s(\lambda)\,d\lambda$ est une fonction continue de classe A, qui a pour fonction d'autocorrélation

$$\gamma(h) = \int_{-1}^{1} (1-|x|)\Gamma(x-h)\,dx, \qquad \text{où } \Gamma(x) = \frac{1}{2}\int_{-\infty}^{\infty} s\left(\frac{y+x}{2}\right) s\left(\frac{y-x}{2}\right) dy.$$

3. *Conclusion.* — Les théorèmes ci-dessus ne permettent pas de construire toutes les fonctions A. En particulier, le problème du changement d'échelle pour les fonctions B [fonctions égales à $e^{i\varphi(n)}$ si $ln \leq t < l(n+1)$] n'a pas été abordé. Mais ils fournissent des fonctions $\gamma(h)$ très variées, et montrent que les fonctions de la classe A sont plus maniables qu'on ne l'avait quelquefois pensé.

(*) Séance du 30 septembre 1957.

(1) *Acta math.*, 55, 1930.

(2) *Math. Ann.*, 77, 1916.

MECANIQUE ANALYTIQUE. — *Intégrale simple donnant le volume de l'espace des phases intérieur à la variété d'énergie constante. Application à la mécanique statistique. Loi de Gibbs.* Note (*) de M. **Pierre Casal**, présentée par M. Joseph Pérès.

(S) est un système conservatif, $q_1, \ldots, q_n$ les paramètres de position, $2T = \Sigma g_{ij}\dot{q}_i\dot{q}_j$ la force vive, p_i les moments de Poisson, $U(q_1, \ldots, q_n)$ le potentiel (nous supposons qu'il a un minimum nul). La phase est un point P d'un espace Φ dont les coordonnées sont les q_i et p_i.

On sait qu'à la base des mécaniques statistique et ondulatoire se trouve la considération du volume $\Phi(E)$ de Φ pour lequel l'énergie totale $H(q, p)$ ou fonction de Hamilton est inférieure à une valeur donnée E.

Nous indiquons une construction géométrique de P d'où nous déduisons une expression de $\Phi(E)$ qui peut être très utile.

1. *Construction de la phase* P. — On sait que la configuration de (S) peut être identifiée avec un point M d'un espace de configuration (C), espace de Riemann à n dimensions plongé dans un espace euclidien E_N à N dimensions.

La vitesse $\overline{V}$ de M est un vecteur de l'espace tangent R(M) en M à (C). On a $\overline{V}^2 = 2T$.

Plongeons E_N dans un espace euclidien E_{N+n} à $N+n$ dimensions et choisissons arbitrairement un sous-espace E_n complémentaire de E_N dans E_{N+n}. Par chaque point M de (C) menons un espace vectoriel R′(M) parallèle à E_n. La réunion des R′ forme l'espace des phases Φ, variété hypercylindrique à $2n$ dimensions dont la base est (C) et les hypergénératrices R′. [Φ est effectivement un cylindre si $n = 1$ et (C) une courbe plane.]

Choisissons ensuite arbitrairement en chaque M une rotation A(M) de centre M (transformation isométrique de E_{N+n} conservant M, qu'on supposera différentiable) transformant R en R′. Le vecteur $\overline{MP}$ de R′, transformé par A de vecteur $\overline{V}$, définit le point P de Φ, phase de (S) :

$$P = M + A\overline{V}. \tag{1}$$

2. *Paramétrage de* Φ. — (C) est paramétré par les q_i. On a, en posant

(2) $$\bar{e}_i = \frac{\partial M}{\partial q_i}, \quad \bar{V} = \Sigma \bar{e}_i \dot{q}_i \quad \text{et} \quad \text{vol}(\bar{e}_i) = \pm\sqrt{\det(g_{ij})}.$$

Les vecteurs $\bar{\varepsilon}_i$ formant la base supplémentaire des $\bar{e}_i$ dans R, on a aussi

(3) $$\bar{V} = \Sigma \bar{\varepsilon}_i p_i \quad \text{et} \quad \text{vol}(\bar{e}_i).\text{vol}(\bar{\varepsilon}_i) = 1.$$

De (1) et (3) on tire

(4) $$P = M + \Sigma \bar{b}_j p_j, \quad \text{avec} \quad \bar{b}_j = A\bar{\varepsilon}_j, \quad \text{soit} \quad P = F(q, p)$$

et Φ se trouve ainsi paramétré par les q et les p.

En différentiant (4) et en notant que M et $\bar{b}_j$ ne dépendent que des q, on a $dP = \Sigma \bar{a}_i\, dq_i + \Sigma \bar{b}_j\, dp_1$ (avec $\bar{a}_i = \bar{e}_i + \bar{c}_i$, les $\bar{c}$ étant des vecteurs de R' donc combinaisons linéaires des $\bar{b}$) définissant les vecteurs $\bar{a}_i$ et $\bar{b}_j$ formant la base de l'espace tangent en P à Φ.

3. *Différentielle du volume dans* Φ. — Si dans l'espace vectoriel tangent en P à Φ nous considérons n vecteurs $\bar{v}_i$ parallèles à R et n vecteurs $\bar{w}_j$ de R', le volume construit sur ces $2n$ vecteurs, soit $\text{Vol}(\bar{v}_i, \bar{w}_j)$, sera par définition le produit des volumes respectifs dans R et R' : $\text{Vol}(\bar{v}_i, \bar{w}_j) = \text{vol}(\bar{v}_i).\text{vol}(\bar{w}_j)$.

Cette définition rend ce volume indépendant des arbitraires introduits dans la construction de P [choix de E_n et des A(M)]. Alors

$$\text{Vol}(\bar{a}_i, \bar{b}_j) = \text{Vol}(\bar{e}_i, \bar{b}_j) = \text{vol}(\bar{e}_i).\text{vol}(\bar{\varepsilon}_j) = 1$$

par suite la différentielle de volume dans Φ est

$$d\Phi = dq_1\, dq_2 \ldots dq_n\, dp_1\, dp_2 \ldots dp_n.$$

4. *Volume de l'espace des phases.* — Soit $\Phi(E)$ le volume occupé par les points P pour lesquels $T + U < E$. Comme $2T = \bar{V}^2 = \overline{MP}^2$, les points de ce volume contenus dans R'(M) sont intérieurs à la sphère de centre M et de rayon $r = \sqrt{2[E - U(M)]}$ et de volume $k_n[E - U(M)]^{n/2}$, avec $k_n = (4\pi)^{n/2}/\Gamma(n/2 + 1)$. On a donc

(5) $$\Phi(E) = \underbrace{\int \cdots \int_{U<E}}_{2n} dq_1 \ldots dp_n = k_n \underbrace{\int \cdots \int_{U<E}}_{n} [E - U]^{\frac{n}{2}} dC$$
$$= k_n \underbrace{\int \cdots \int_{U<E}}_{n} [E - U]^{\frac{n}{2}} \sqrt{\det(g_{ij})}\, dq_1 \ldots dq_n$$

et, en posant $f(x)$ le volume de la portion de (C) où $U(M) < x$,

(6) $$\boxed{\Phi(E) = k_n \int_0^E [E - x]^{\frac{n}{2}} df(x).}$$

5. *Application : Loi de Gibbs.* — Nous renvoyons par exemple au livre de M. F. Perrin (*Mécanique statistique quantique*, p. 25). Il s'agit de montrer que si $n \to \infty$ (avec $E_0 = ne_0$) la fonction $F(E) = [\Phi'(E_0 - E)]/[\Phi'(E_0)]$ tend vers $e^{-\theta E}$, si $\theta = \lim[\Phi'(E_0)]/[\Phi(E_0)]$. Cela revient à montrer que

$$-\frac{F'(E)}{F(E)} = \frac{\Phi''(E_0 - E)}{\Phi'(E_0 - E)} \to \theta.$$

Soit, en dérivant [6] et en notant que f peut dépendre de n, que les rapports

$$\theta = \frac{n}{2}\frac{\displaystyle\int_0^{E_0} [E_0 - x]^{\frac{n}{2}-1}\, df_n(x)}{\displaystyle\int_0^{E_0} [E_0 - x]^{\frac{n}{2}}\, df_n(x)} \quad \text{et} \quad -\frac{F'(E)}{F(E)} = \left(\frac{n}{2} - 1\right)\frac{\displaystyle\int_0^{E_0-E} [E_0 - E - x]^{\frac{n}{2}-2}\, df_n(x)}{\displaystyle\int_0^{E_0-E} [E_0 - E - x]^{\frac{n}{2}-1}\, df_n(x)}$$

convergent vers la même limite.

On voit que cette propriété a lieu dans des cas très généraux puisque les secondes intégrales s'obtiennent en remplaçant E_0 et les exposants de $E - x$ par des infiniment grands équivalents. Elle a lieu évidemment si f est indépendant de n ou est de la forme $A(n).g(x)$.

Les démonstrations qui ont été données de la loi de Gibbs s'appuient sur l'hypothèse que $\int_0^\infty e^{-ax}\, df_n(x)$ est convergente pour tout a et pour n fini. On voit que ce n'est ni nécessaire [la loi est vraie pour $f(x) = e^{\lambda x}$, on trouve $\theta = \lambda$] ni suffisant [si $f(x) = x^{\varphi(n)}$, il faut encore que $\varphi(n)/n$ ait une limite K, alors $\theta = (1 + 2K)/2e_0$].

Disons enfin que la construction de P que nous avons donnée conduit à une interprétation géométrique commode des équations de Hamilton, du théorème de Liouville et de l'équipartition de l'énergie cinétique.

(*) Séance du 30 septembre 1957.

ASTROPHYSIQUE. — *Étude statistique des profondeurs d'éclipses d'étoiles du type* W UMa. Note (*) de M. **Jean-Louis Rigal**, présentée par M. André Danjon.

La profondeur moyenne des éclipses ne varie pas sensiblement avec la période, contrairement à ce que l'on pourrait attendre d'étoiles conformes aux modèles « classiques ». Ce phénomène suggère l'existence en L_1 d'une zone très lumineuse, dont la masse ne doit pas décroître fortement avec la séparation.

Nous avons calculé, par la méthode de Russell-Kopal et en utilisant les nomogrammes de Princeton, la profondeur $A_w(i, r)$ des éclipses d'étoiles du type *W UMa* pour lesquelles nous avons fait les hypothèses suivantes :

1° Les propriétés de ces étoiles ne diffèrent pas significativement de celles des étoiles *dGO* [1]. Ce résultat, confirmé par l'étude statistique des couples les plus étudiés, conduit au tableau suivant :

P (j).	$\mu_\odot$ [a].	Sp.	$\frac{C}{\varepsilon}$ [b].	M.	k [c].	$a_\odot$ [d].	$R_\odot$.	r.	e [e].
0,3.....	1,76	*dGO*	3,43	5,0	0,9	1,29	0,55	0,426	0,0
0,5.....	1,70	*dGO*	3,43	5,0	0,9	1,79	0,55	0,307	0,0
0,7.....	1,64	*dGO*	3,43	5,0	0,9	2,21	0,55	0,248	0,0

(a) Les notations sont celles adoptées par l'Union Astronomique Internationale.
(b) C/ε ne dépend que du type spectral. La valeur indiquée est celle donnée par Russell pour les *dGO*.
(c) Les modèles ne dépendent de k que d'une manière insensible.
(d) Valeur déduite de la seconde loi de Képler.
(e) L'excentricité de l'orbite est négligeable pour des couples aussi serrés dont la courbe de lumière est symétrique.

2° $L_1 = 0{,}6$; $L_2 = 0{,}4$; $\alpha = m_1/m_2 = 1$.

De fait, ces quantités n'interviennent que par l'intermédiaire de ε donné par les formules

$$\varepsilon_1 = \frac{3}{2}\frac{r_1^3}{\alpha}, \qquad \varepsilon_2 = \frac{3}{2} r_2^3 \alpha, \qquad \varepsilon = \varepsilon_1 L_1 + \varepsilon_2 L_2.$$

$\varepsilon(1)$ ne diffère de $\varepsilon(2)$ que de 1 %, $\varepsilon(\alpha)$ ayant un minimum pour $\alpha = 1{,}42$.

Dans ces conditions, une grosse erreur dans l'évaluation de α, si mal connu, n'influe pas sensiblement sur les modèles calculés.

3° $x_1 = x_2 = 0{,}8$. Cette valeur de la constante de l'assombrissement centre-bord correspond au type *dGO*; chaque fois que ce coefficient a pu être déterminé à partir de quelques courbes de lumière bien connues, la valeur estimée est voisine de 0,8.

4° Nous avons tenu compte de l'effet de réflexion à l'aide de la formule de Russell

$$C' = C + 0{,}15(L_1 r_1^2 + L_2 r_2^2).$$

Ceci admis, la profondeur de l'éclipse ne dépend que de i et de r; la fonction $A_w(i, r)$ a été tabulée (*fig.* 1) et il est facile de calculer la profondeur $\overline{A}_w$ moyenne des éclipses en supposant les inclinaisons réparties en $\cos i\, di$ et en éliminant les éclipses pour lesquelles $A < 0{,}4$ magnitude.

La figure 2 montre la variation de $\overline{A}_w$ en fonction de r (les croix indiquent les valeurs observées et les chiffres portés à leur droite le nombre de couples considérés).

L'accord est excellent pour les couples en contact serré, mais l'écart entre les valeurs calculées et observées croît vite avec la période, atteignant jusqu'à 20 % de la lumière émise par le couple.

Les étoiles « groupées » [2], même celles dont la période est longue, sont caractérisées par de grandes profondeurs d'éclipses comparables à celles des *W UMa* « ordinaires » de période 0,3 jour.

Ceci suggère fortement que les modèles W_R ne sont pas conformes à la réalité.

L'existence d'un troisième corps, suggérée par certaines études, ou d'une enveloppe lumineuse, diminuerait la profondeur des éclipses au lieu de l'augmenter.

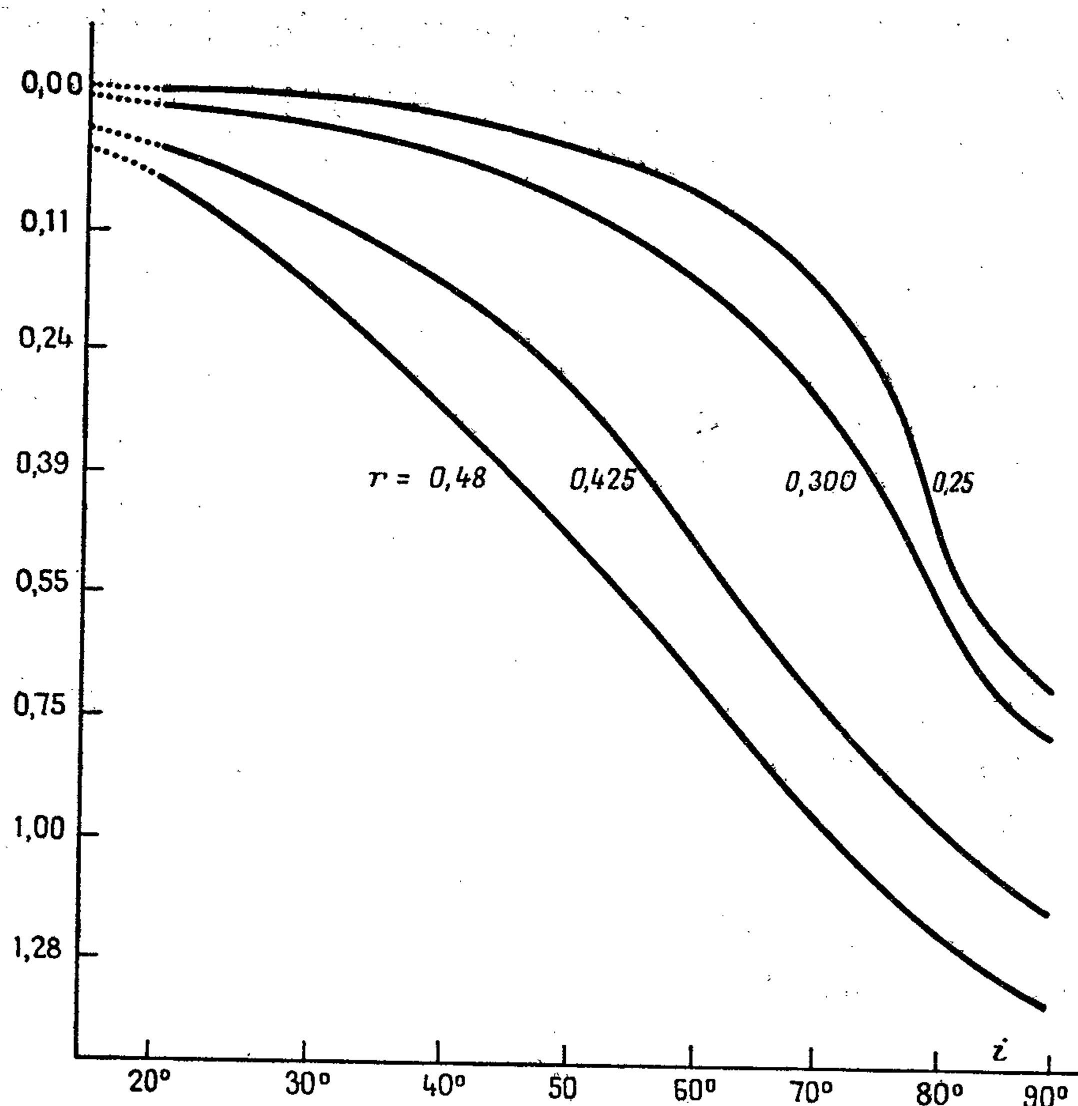


Figure I : $A_W(i, r)$

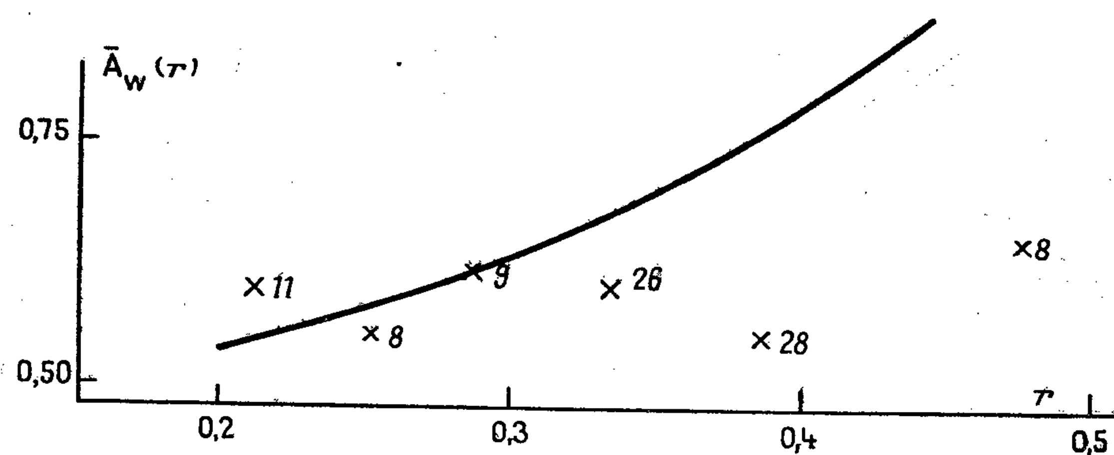


Figure II : $\bar{A}_W(r)$

Les modèles sont très sensibles à la valeur de l'ellipticité photométrique C. Les valeurs admises pour ε étant certainement correctes, C ne pourrait différer de sa valeur théorique que si C/ε, fonction de y (constante de l'assombrissement gravitationnel), croissait très fortement avec la période, ce qui est peu probable.

La variation des autres facteurs est trop négligeable pour donner lieu à un tel désaccord.

Par contre, le phénomène est qualitativement expliqué en admettant entre les composantes l'existence d'une zone très lumineuse, avec une densité suffisante pour que les raies d'émission n'apparaissent pas. Un calcul très grossier montre que la masse de la région en question ne doit pas décroître fortement avec la séparation des deux composantes.

On trouve que la luminosité relative de cette région devrait valoir approximativement 10 % ($P = 0,3$; $s = 0,1$); 17 % ($P = 0,5$; $s = 0,3$); 25 % ($P = 0,7$; $s = 0,41$); s, séparation des deux étoiles ([3]).

(*) Séance du 30 septembre 1957.

([1]) J. L. Rigal, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 50.

([2]) E. Schatzman et J. L. Rigal, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2392.

([3]) J. L. Rigal, *Les étoiles doubles serrées : cas des* W. Ursæ Majoris (séminaire de l'Institut d'Astrophysique, Paris, 25 mars 1955).

(Institut d'Astrophysique, Paris.)

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur des systèmes dynamiques à hérédité non linéaire et à mémoire totale.* Note (*) de M. **Théodore Vogel**, présentée par M. Joseph Pérès.

Les systèmes dynamiques « héréditaires » de Vito Volterra sont régis par une équation intégrodifférentielle dont le type général est

$$\text{(A)} \qquad \frac{dP(t)}{dt} + f[P(t)] + \int_{t_0}^{t} dg[P(t'); t; t'] = 0.$$

P est un point de R^n, t un paramètre réel compris entre $-\infty$ et $+\infty$; l'intégrale est prise au sens de Stieltjes. La classe de systèmes étudiée par Volterra satisfait aux hypothèses suivantes :

a. invariabilité de la loi héréditaire : dg ne dépend que de la différence $t - t'$;

b. séparabilité de l'action héréditaire : dg est de la forme $dh(P)\,dk(t'-t)$;

c. dissipation de l'action héréditaire : dk est de la forme $K(t'-t)\,(t'-t)$, où K est une fonction monotone décroissante. Nous exprimerons cette hypothèse d'une façon différente, en disant que le système possède une mémoire amortie;

d. linéarité de l'action héréditaire : dh est de la forme simple dP. Moyennant ces hypothèses, on démontre notamment ([1]) que les systèmes en question ne peuvent admettre de solutions périodiques.

Nous nous proposons de rejeter les hypothèses *c* et *d*, et de les remplacer par les suivantes :

c'. Le système possède une mémoire totale : $dk = dt'$.

d'. L'hérédité est non linéaire : dh est quelconque. L'hypothèse *d'* est essentielle : car de nombreux systèmes physiques présentent un vieillissement ou une hystérésis qui dépendent de termes énergétiques se rapportant à son passé,

c'est-à-dire dans les cas les plus simples, de formes quadratiques des coordonnées. L'hypothèse c' ne fait que particulariser c, et représente une approximation acceptable pour les systèmes qui vieillissent lentement.

Reprenons alors le problème-type traité par Volterra, celui de l'oscillateur à un seul degré de liberté, où conduit l'étude des petits mouvements par les équations de Lagrange : en supposant une répartition continue de l'action héréditaire, l'équation intégro-différentielle (A) deviendra, avec nos hypothèses,

$$\text{(B)} \qquad \ddot{x} + x + \int_0^t f(x, \dot{x})\, dt' = 0.$$

Si l'on pose $\dot{x} = y$, $\dot{y} = -z$, il vient $\dot{z} = y + f(x, y) = F(x, y)$, de sorte qu'on a affaire au système dynamique non héréditaire dans R^3

$$\text{(C)} \qquad \frac{dx}{y} = \frac{dy}{-z} = \frac{dz}{F(x, y)} = dt.$$

L'hérédité du type considéré n'introduit donc d'autres complications que celles qui résultent, pour un système dynamique classique, de l'augmentation du nombre de dimensions. Ce résultat s'étend à une équation (A) quelconque, moyennant les hypothèses a, b, c', d' : le système héréditaire dans R^n est représenté par un système non héréditaire dans R^{2n}, dans le cas le plus général.

Revenant à l'exemple (C), on voit que les points singuliers sont les intersections de la courbe « de base » $f(x, y) = 0$ du plan xOy avec l'axe des x; la discussion de l'équation en S montre que ce sont des *cols-nœuds* si $F_{,y}$ y est négatif, des *cols-foyers* dans le cas contraire; la surface séparatrice sur laquelle le point singulier joue le rôle de nœud ou de foyer est $u(x, y, z) = 0$, solution de

$$yu_{,x} - zu_{,y} + F(x, y)u_{,z} = 0 \quad [2].$$

Supposons que (C) admette une solution de période T, soit $x = X(t)$, $y = Y(t)$, $z = Z(t)$: en remplaçant x par $X(t)$ dans les (C), on obtient les équations d'un système non autonome du plan yOz; la solution périodique $Y(t)$, $Z(t)$ de ce dernier correspond à une courbe fermée du plan, infiniment voisine de la trajectoire cyclique du système associé [3]

$$\text{(D)} \qquad \frac{dy}{-z} = \frac{dz}{\frac{1}{T}\int_0^T F[X(t), y]\, dt} = dt;$$

mais celui-ci, dont les points singuliers sont des cols ou des centres, suivant le signe qu'y prend la dérivée par rapport à y de la moyenne temporelle de F, n'a de trajectoires cycliques qu'autour de ses centres : il faudra donc, pour que (C) admette une solution périodique, que (D) ait au moins un centre. Si

l'on suppose F holomorphe, on montre que cette condition est équivalente à la suivante : il doit exister un nombre réel $\overline{X}$ tel que $F(\overline{X}, y)$ ait au moins un zéro réel où $F_{,y}(\overline{X}, y)$ soit positive. Autrement dit, il faut que (C) admette un col-foyer. On démontre aisément que cette condition est suffisante. D'où finalement ce résultat : un système à mémoire totale et à hérédité non linéaire du type considéré peut admettre des solutions périodiques, qui ne seront autres que les cycles limites de la surface séparatrice relative à un col-foyer du système.

Remarquons qu'un système dynamique général dans R^3 peut admettre des trajectoires fermées qui ne soient pas des cycles limites, et au voisinage desquelles les trajectoires s'enroulent sur une espèce d'armille ([4]) : ce comportement ne pourra être celui d'un système représentant un oscillateur héréditaire du type (B).

Les systèmes déferlants que nous avons définis et étudiés antérieurement sont des systèmes héréditaires satisfaisant à toutes les hypothèses a, b, c', d', et qui ne diffèrent de (C) que par le fait que l'action héréditaire y est répartie d'une certaine manière discontinue ([5]); nous avons montré que, contrairement aux oscillateurs continus (non héréditaires), ils pouvaient admettre des solutions périodiques qui ne soient pas des cycles limites, mais qui sont atteintes à partir de n'importe quel état initial en un temps fini. Nous n'avions pu distinguer si ce comportement inhabituel était dû à l'hérédité ou à la discontinuité, puisque c'est par ces deux caractères à la fois que l'oscillateur déferlant diffère de l'oscillateur classique : le résultat de la présente Note permet de trancher la question, et d'attribuer la particularité au caractère *discontinu* de l'hérédité.

(*) Séance du 30 septembre 1957.

([1]) V. Volterra, *J. Math. pures et appl.*, 7, 1948, p. 249-298. Il convient de rappeler que, dans d'autres publications, V. Volterra a envisagé des cas d'hérédité non linéaire.

([2]) H. Poincaré, *J. Math. pures et appl.*, 2, 1886, p. 151-217.

([3]) J. Haag, *Bull. Sc. math.*, 70, 1946, p. 155-172.

([4]) R. E. Gomory et F. Haas, *Ann. Math.*, 62, 1955, p. 152-161.

([5]) Th. Vogel, *Rend. sem. mat. Padova*, 22, 1953, p. 64-80.

MÉTROLOGIE. — *A propos du dépouillement d'un document expérimental par la clause de régularité.* Note de M. **Pierre Vernotte**, présentée par M. Albert Pérard.

La régularité étant reconnue aux signes des éléments du tableau des différences successives d'ordonnées expérimentales équidistantes corrigées et devant être recherchée par la résolution, pratiquement inextricable, d'un très complexe système d'inégalités linéaires, l'utilisation d'une propriété remarquable du tableau rend le problème abordable.

Pour exploiter un document expérimental, forcément imparfait, constitué

de points discontinus ou donné sous forme d'un document enregistré, — pratiquement le problème est à peu près le même dans les deux cas —, on peut, soit adopter simplement une procédure minimisant l'influence, sur la précision du résultat cherché, de l'imprécision expérimentale, soit corriger les points, en tirant parti d'une propriété certaine des lois expérimentales, à savoir leur nécessaire régularité; dans ce dernier cas, la solution serait parfaite et le document ainsi compensé constituerait la base la plus sûre pour tous les calculs ultérieurs d'exploitation. Tout le reste, quels qu'en soient le mérite et l'utilité, est plus ou moins gravement entaché d'arbitraire.

Les N données expérimentales étant équidistantes, et le phénomène étudié étant, pour fixer les idées, décroissant et tendant vers zéro, la régularité serait reconnue à ceci que les éléments d'une même colonne seraient de même signe, le signe alternant d'une colonne à la suivante. Donc, on apportera aux données brutes y_i des retouches ε_i, d'une ampleur contenue dans les limites $\pm\eta$ fixées *a priori* et telles que le tableau de différenciation successive des quantités, cette fois objectives, $Y_i = y_i + \varepsilon_i$, présente les signes voulus, ce qui se traduit par des inégalités. On sait théoriquement déterminer un domaine dans l'espace à N dimensions, à l'intérieur duquel doivent être situés les ε_i. Ces retouches interviennent dans les formules, avec des coefficients tellement énormes (coefficients binomiaux), dès lors que, N étant assez grand, on peut considérer des différences d'ordre élevé, que les inégalités les déterminent presque sans aucun jeu, en conséquence de quoi, sauf en ce qui concerne les bords de l'intervalle pour lesquels les coefficients binomiaux se trouvent faibles, la courbe expérimentale est complètement déterminée et elle est parfaite.

Malheureusement, la résolution du système, bien qu'élémentaire, comporte des opérations algébriques en nombre tellement élevé qu'elle en devient impensable. A dire vrai, un appareil purement mécanique, susceptible de calculer automatiquement des différences successives et de leur imposer des conditions de signe, résoudrait le problème instantanément. Mais il n'en existe aucun et force est d'aborder autrement le problème.

On remarque, à cet effet, que, les deuxièmes éléments des colonnes du tableau corrigé étant $Y_1, -\Delta_1, +\Delta_2, -\Delta_3, \ldots$, la série à termes positifs

$$Y_1 + \Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3 + \ldots,$$

déduite de la série de Newton, est convergente et a pour somme Y_0. Cette propriété, nécessaire en vertu de la cohérence et de la régularité de la suite Y_i, est sans doute suffisante. On va en déduire des égalités, autrement plus exploitables que les inégalités déduites de la définition donnée à la régularité.

La série étant, en effet, d'allure neutre, on peut lui appliquer le procédé de sommation pratique que nous avons indiqué ([1]) et qui consiste, ayant multiplié par n^2 la somme S_n des n premiers termes, à prendre, de ces produits, les différences secondes qui tendent très vite vers le double de la somme de cette série.

Si la donnée expérimentale est à variation trop rapide, on ralentit en extrayant une racine.

Le procédé est si efficace qu'en commençant au troisième terme de la série, on obtient déjà une valeur très approchée de la somme. On écrira donc que Y_0 est égal à la demi-différence seconde des quantités $9(Y_1+\Delta_1+\Delta_2)$, $16(Y_1+\Delta_1+\Delta_2+\Delta_3)$, $25(Y_1+\Delta_1+\Delta_2+\Delta_3+\Delta_4)$. On aura de nouvelles équations en égalant Y_0 à la demi-différence seconde de $16(Y_1+\Delta_1+\Delta_2+\Delta_3)$, $25(Y_1+\Delta_1+\Delta_2+\Delta_3+\Delta_4)$, $36(Y_1+\Delta_1+\Delta_2+\Delta_3+\Delta_4+\Delta_5)$, puis des quantités $25(Y_1+\Delta_1+\ldots+\Delta_4)$, $36(Y_1+\Delta_1+\ldots+\Delta_5)$, $49(Y_1+\Delta_1+\ldots+\Delta_6)$, et ainsi de suite.

On obtient ainsi l'expression de toutes les ordonnées corrigées en fonction de cinq d'entre elles. Le calcul ne dépendant que de différences, on peut même abaisser d'une unité le nombre des inconnues indépendantes. On assurera alors la mise en place de la courbe en écrivant, par exemple, que les erreurs sont nulles en moyenne.

On aurait réalisé aussi une telle limitation, en posant que le phénomène étudié était représentable par un développement de degré fini, ici, 4; mais il ne s'est rien présenté de tel; le développement nécessaire pour la représentation des Y_i serait illimité; c'est l'application de la clause de régularité qui a conduit à la sommation et a rendu possible le calcul des sommes, considérées comme pratiquement rigoureuses, à partir d'un petit nombre de termes. Nous avons, en somme, précisé et normalisé le procédé que nous avions indiqué autrefois [2], consistant à compléter un polynome à peu près représentatif d'une loi expérimentale, par quelques termes de degré plus élevé, choisis à vue pour que les coefficients successifs formassent une suite tendant assez progressivement vers zéro.

Observons bien que le problème restant encore à résoudre est pénible; mais le nombre des retouches à déterminer étant ramené de N à 4 (encore que l'on serre de plus près l'expérience en acceptant 5 retouches), on conçoit qu'il soit devenu abordable.

(1) *Calcul numérique, calcul physique, application à la thermocinétique* (*Publ. Scien. Tech. Min. Air*, série grise, n° 319, p. 204).

(2) *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 55.

ÉLECTRICITÉ. — *Une étude de la résistivité de la phase* γ_2 *des alliages* Cu-Al. Note (*) de MM. **Ordan Pečijare** et **Sylvain Janssen**, présentée par M. Eugène Darmois.

L'étude de la conductivité des alliages de Cu et Al contenant entre 16 et 20 % d'aluminium (phase γ_2) montre que leur résistivité est liée à la température par une relation de la forme $\rho = \rho_0\, e^{a\mathrm{T}}$.

En effet, quand on trace les courbes $\log \rho = f(t)$ pour les alliages de cette phase on constate que les points se placent chaque fois sur deux droites se coupant sous un certain angle (assez faible) au point correspondant à la température de 380° C environ, de sorte qu'il existe pour chaque alliage deux intervalles de température où une relation de la forme $\rho = \rho_0 e^{aT}$ est vérifiée (*fig.* 2).

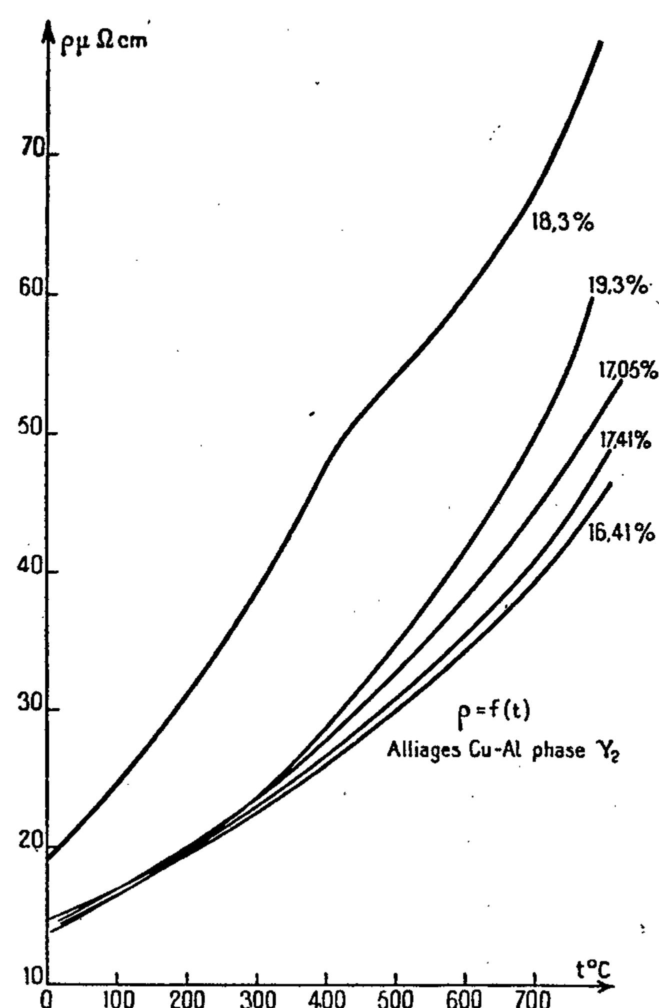


Fig. 1.

Les valeurs de ρ_0 et a sont différentes dans chaque intervalle; leur valeur dépend aussi de la composition de l'alliage.

Les courbes d'échauffement et de refroidissement sont superposables ou très voisines et parallèles. Ni le recuit ni la nature de l'atmosphère contrôlée (hydrogène ou argon) dans laquelle est placé l'échantillon ne semblent avoir une influence sur sa résistivité.

Les courbes correspondant aux alliages 16,41, 17,40, 17,05 et 19,3 % d'aluminium forment un faisceau très régulier (*fig.* 1).

Le point singulier à 380° est absent dans le cas de l'alliage à 19,3 % d'aluminium. La loi $\rho = \rho_0 e^{aT}$ est alors vérifiée dans tout l'intervalle (0 à 800°).

Quelques valeurs de a.

% Al.	*a* 1er intervalle.	*a* 2e intervalle.	% Al.	*a* 1er intervalle.	*a* 2e intervalle.
16,41....	$1,587.10^{-3}$	$1,294.10^{-3}$	18,30....	$2,42.10^{-3}$	$1,08.10^{-3}$
17,05....	1,86 »	1,61 »	19,30....	1,92 »	1,92 »
17,40....	1,63 »	1,38 »			

Pour une raison inexpliquée un autre alliage (18,3 % d'aluminium) a donné une courbe $\rho = f(t)$ assez éloignée des autres. Quand on trace

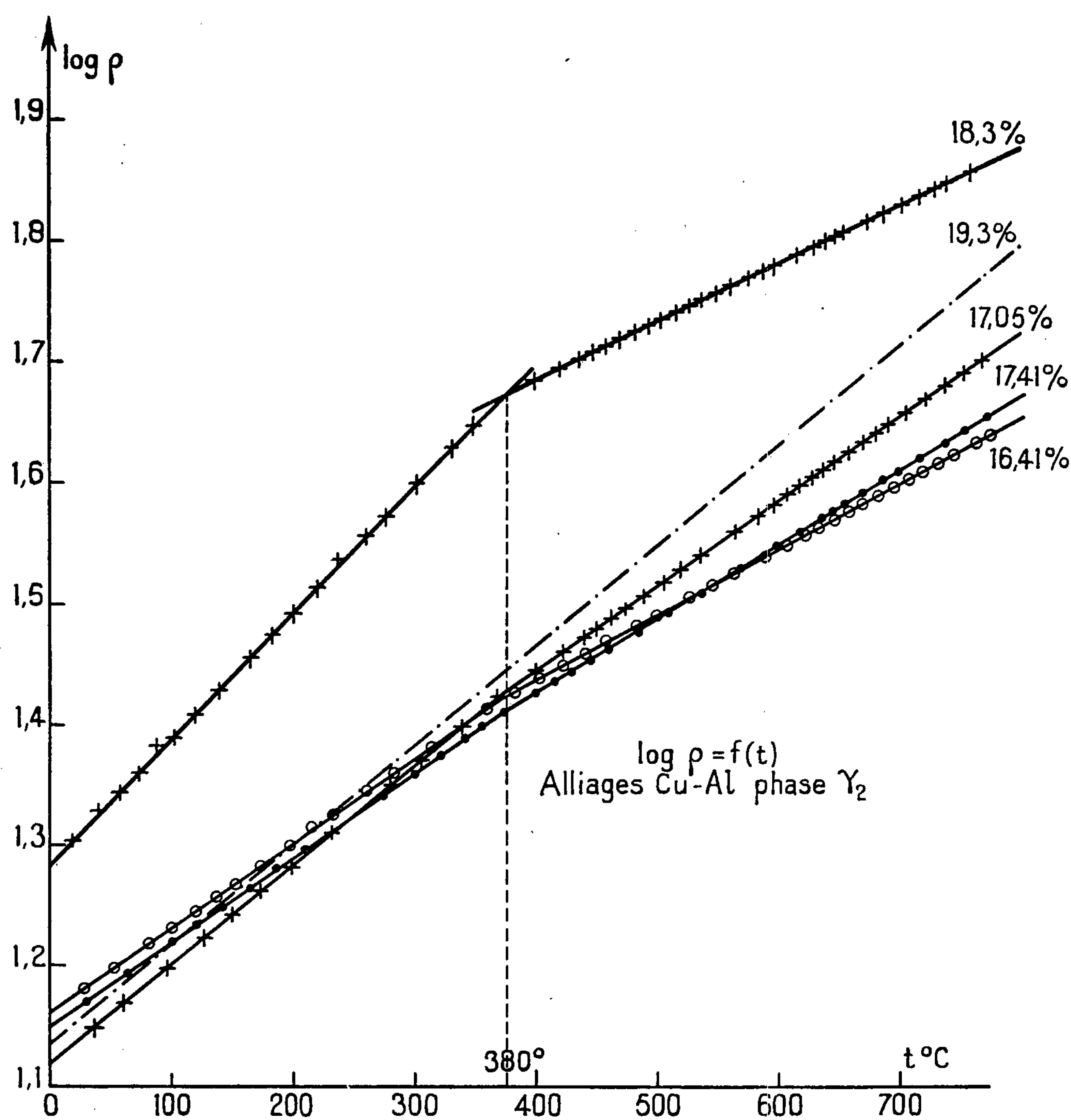


Fig. 2.

la courbe $\log\rho = f(t)$ pour cet alliage on constate que les points (correspondant à 56 mesures) sont parfaitement alignés sur deux droites souscoupant encore au point correspondant à 380° C.

(*) Séance du 17 juillet 1957.

RAYONS X. — *Nouvelle étude des spectres* L *du nickel et du cuivre*. Note (*) de Mlle **Yvette Cauchois** et Mme **Christiane Bonnelle**, présentée par M. Francis Perrin.

L'étude des spectres L du nickel et du cuivre (1) a été reprise en vue de déterminer la variation, avec l'énergie, de l'intensité des bandes d'émission et de la valeur des coefficients d'absorption au voisinage des discontinuités.

L'étude des spectres L du cuivre et des métaux de transition Ni, Co, Fe,

quoiqu'elle puisse encore être effectuée à l'aide de cristaux, présente des difficultés. Pour l'émission, le rendement de fluorescence très faible a imposé l'excitation directe qui offre, plus que l'excitation secondaire, matière à controverse quant à la nature réelle de la surface émissive. Pour l'absorption, le rayonnement X continu peut encore être utilisé, mais il est peu intense; les écrans absorbants doivent avoir des épaisseurs exceptionnellement petites pour une élaboration mécanique. Ainsi ces spectres n'ont pu, dès l'abord, être l'objet de descriptions complètes ni parfaitement satisfaisantes. Une analyse rapportée par l'une de nous (1) pour Ni et Cu, concernait des résultats bruts lus, suivant les procédés usuels de la spectroscopie photographique, sur des clichés et sur leurs microphotogrammes, enregistrés d'ailleurs à l'aide de deux microphotomètres (2). Les spectres d'émission, généralement surexposés, avaient été pris en vue de faire apparaître tous les satellites. Les spectres d'absorption avaient, pour la première fois, été obtenus; mais avec des feuilles de métaux battus, manifestement trop épaisses, puisque par exemple la discontinuité L_{II} du nickel n'avait pu être mise en évidence. Nous avons repris cette étude avec le même spectrographe équipé de nombreux cristaux différents de gypse et de divers micas, en vue d'obtenir les distributions des intensités d'émission et des coefficients d'absorption en fonction de la fréquence $\mu(\nu)$. La réponse de l'émulsion photographique a donc été analysée.

Spectres d'absorption. — Des écrans minces (de 100 à 2 000 Å d'épaisseur) ont été préparés par pulvérisation thermique. Un rayonnement continu suffisamment intense était alors excité à des tensions assez basses pour que soit évité tout rayonnement parasite pénétrant, spécialement le rayonnement de fréquence double que le cristal réfléchirait en second ordre sur le spectre de premier ordre des fréquences à l'étude. On observe parfaitement la discontinuité L_{II} du nickel et des structures secondaires pour le cuivre et le nickel.

Notre laboratoire avait montré comment passer de la localisation du point d'inflexion d'une courbe microphotométrique à ce que doit être celle du point d'inflexion sur la courbe $\mu(\nu)$ (position conventionnelle de la discontinuité) sans avoir à la tracer (3), (4).

La correction correspondante est négligeable vis-à-vis du décalage observé (1) entre les discontinuités d'absorption et d'émission L_{III} du nickel; ce décalage n'apparaît pas pour le cuivre. D'après A. Sandström (5), la position d'une discontinuité déterminée sur la courbe microphotométrique ne dépend pas de l'épaisseur de l'écran absorbant. Nos courbes ne sont pas encore corrigées pour l'effet instrumental qui résulte de la largeur du domaine de réflexion sélective du cristal analyseur courbé, aussi bien que des défauts de focalisation, des erreurs de construction du spectro-

graphe, des diffusions parasites ou des caractéristiques du microphotomètre. Mais suivant les points de vue récemment exposés par Parratt ([6]), l'effet instrumental qui peut entraîner l'atténuation des maxima d'absorption avec des épaisseurs croissantes, n'aurait sur la position de la discontinuité qu'une influence très faible en sens inverse du décalage observé.

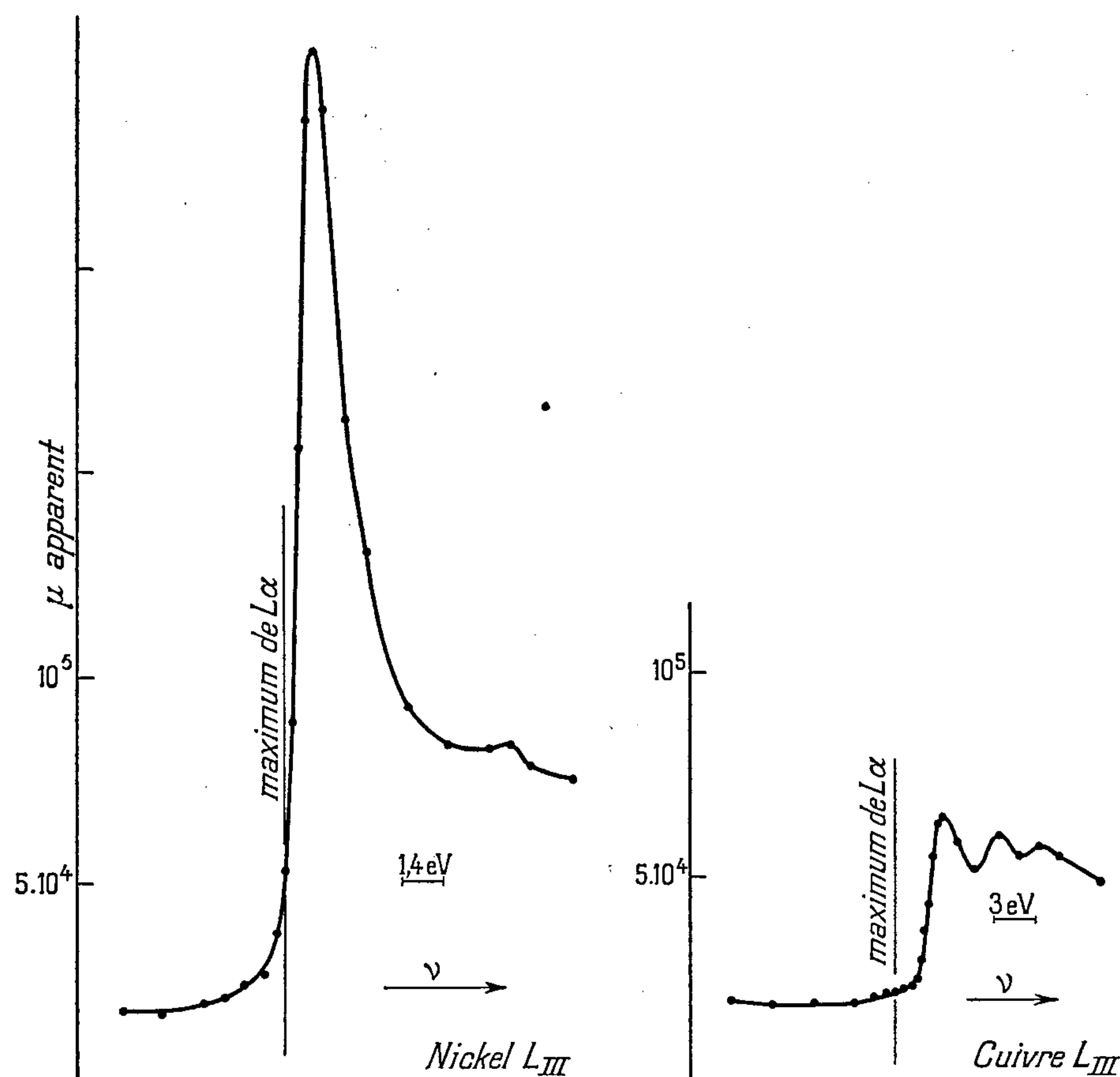


Fig. 1. Fig. 2.

Or, la diminution de l'épaisseur de la couche absorbante de nickel ramène la discontinuité d'absorption pratiquement sur celle d'émission. Le déplacement s'explique par l'existence d'un accroissement rapide du coefficient d'absorption μ observable à partir de fréquences nettement inférieures à la discontinuité proprement dite, largement comprises déjà dans la bande d'émission. La très forte absorption formant sur les clichés des « raies blanches » L_{III} et L_{II} (absentes pour le cuivre) manifeste l'existence des lacunes *d* pour ce métal. Les variations d'épaisseur et de dispersion mettent en évidence la contribution instrumentale sous l'aspect d'une réduction progressive de ce maximum d'absorption. Mlle Y. Héno a bien voulu s'assurer qu'une fonction instrumentale plausible permettrait sans doute d'en rendre compte. Nous avons donc retenu comme les moins entachées d'erreur instrumentale les valeurs de μ correspondant à des spectres obtenus avec gypse et avec des écrans d'environ 300 Å pour le nickel et 1000 Å pour le cuivre (*fig.* 1 et 2). Quelle que soit la forme de la courbe instrumentale d'intensité, sa largeur reste certainement faible puisque les

largeurs brutes des discontinuités, déterminées de la manière habituelle sur nos courbes, sont en bon accord avec les valeurs calculées d'après les spectres K.

Spectres d'émission. — Nous nous sommes attachées à vérifier l'attribution des spectres décrits dans (1) au cuivre métallique (8). Avec des dépôts préparés par évaporation aussi bien qu'avec des échantillons massifs de composition contrôlée spécialement pour leurs teneurs en oxygène et soufre, ayant subi des traitements de surface variés y compris le polissage électrolytique, les conditions d'observation ont été systématiquement modifiées, en particulier la tension d'excitation. Les spectres ont été comparés à ceux des oxydes et sulfures analysés parallèlement; les oxydes se réduisent progressivement à la surface des cristallites. Des contrôles ont été effectués par diffraction électronique. Il est possible cependant d'obtenir, grâce aux temps d'exposition très brefs (inférieurs à une minute), des spectres où le caractère chimique du composé ou du cuivre métallique (et non de sa surface oxydée) se manifeste avec une prédominance satisfaisante. Cette étude confirme, dans l'ensemble, les résultats antérieurs. Les détails de la courbe CuLα sont attribuables au métal. Leur observation nécessite un pouvoir de résolution suffisant. L'allure monotone des courbes publiées par Skinner et al. (8) s'explique par les conditions d'observation défavorables de leur spectrographe pour ce domaine spectral (9). M. le Professeur C. H. Shaw a bien voulu nous communiquer des documents (non publiés) obtenus dans son laboratoire à l'aide d'un spectromètre à deux cristaux et d'un compteur; ils sont en accord avec nos résultats; ils montrent pour les bandes Lα des largeurs à mi-hauteur très voisines de celles que nous mesurons sur poses courtes : 2,2 eV pour le nickel et 3,8 pour le cuivre. Tout ceci semble confirmer que le pouvoir de résolution de notre spectrographe à cristal courbé ne saurait être très inférieur à celui du spectromètre à deux cristaux et que la technique photographique, quoique délicate, peut être appliquée dans ce domaine.

(*) Séance du 30 septembre 1957.

(1) Y. Cauchois, *Phil. Mag.*, 7e série, 44, 1953, p. 173.

(2) Pour contrôle des mesures, l'un traçant des courbes d'intensité transmise (Kipp, modifié), l'autre de densité (Vassy).

(3) A. Laforgue, *Diplôme d'Études supérieures*, Paris, 1944.

(4) A. Lemasson, *Diplôme d'Études supérieures*, Paris, 1949.

(5) *Phil. Mag.*, 7e série, 22, 1936, p. 497.

(6) L. G. Parratt, C. F. Hempstead et E. L. Jossem, *Phys. Rev.*, 105, 1957, p. 1228.

(7) Mme Lucasson a pris part au début de ces recherches qu'elle a poursuivies indépendamment par une large analyse des spectres d'alliages de cuivre (*Thèse de Doctorat*, à paraître).

(8) H. W. B. Skinner, T. G. Bullen et J. E. Johnsson, *Phil. Mag.*, 7e série, 45, 1954, p. 1070.

(⁹) De plus, la composition de courbes $L\alpha$ et $L\beta$ d'intensités relatives correctes, espacées comme le doivent être M_{II} et M_{III}, donne une courbe qui ne paraît pas incompatible avec l'émission globale $M_{II,III}$.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Amorçage d'une réaction en chaîne dans un récipient par un catalyseur en argent lors de l'oxydation de l'alcool isopropylique.* Note de MM. **Moïse Neiman** et **Eugène Popov**, transmise par M. Frédéric Joliot.

De nombreux faits permettent de supposer que les centres actifs amorçant une réaction en chaîne prennent naissance sur la surface du vase à réaction ([1]). On a constaté dernièrement par la méthode de A. A. Kovalski ([2]) que certaines réactions d'oxydation catalytique qui n'ont pas lieu en absence du catalyseur se développent dans le volume du récipient, et le catalyseur ne fait qu'amorcer les centres actifs.

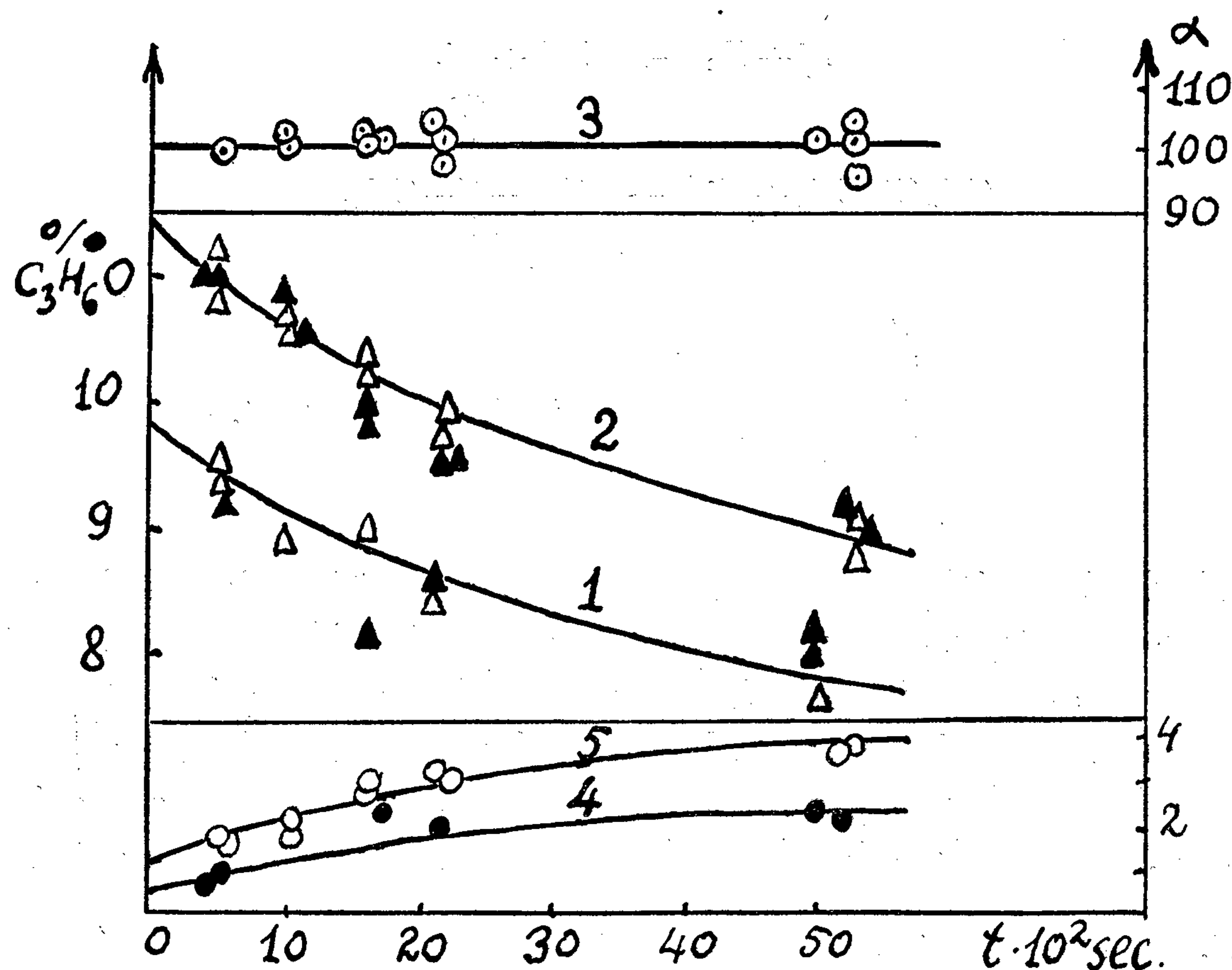
Il y a quelques années l'un de nous a établi ([3]) que dans un jet la réaction d'oxydation de l'alcool isopropylique sur un catalyseur en argent est accompagnée d'une réaction dans le volume gazeux. Le sens de cette réaction dépend de la température des gaz. Pour une température de 200 à 230° C on observe l'hydrogénation de l'acétone par l'hydrogène formé lors de l'oxydation catalytique.

La modification de la composition des produits dans le tube en aval du catalyseur était également signalée dans les travaux de D. Wladow ([4]), ([5]) qui étudiait la décomposition de l'alcool éthylique.

Dans le présent travail nous avons étudié, en utilisant la méthode cinétique isotopique ([6]), la réaction qui se déroule dans le volume en aval du catalyseur lors de l'oxydation du mélange d'alcool isopropylique avec de l'air passant au-dessous d'une plaquette en argent qui a été portée à une température de 510 à 540° C. L'acétone marquée $CH_3{}^{14}COCH_3$ est ajoutée à ce mélange. Sur la surface du catalyseur l'alcool se transforme partiellement en acétone, le mélange gazeux ayant une température de 200 à 220° C passe par le tube avec une vitesse de 1 m/s environ. Les échantillons des produits étaient prélevés en cinq endroits du tube le long du jet gazeux, à l'aide d'un dispositif spécial. On évaluait dans le condensat les concentrations et les activités spécifiques de l'acétone et de l'alcool isopropylique.

Les résultats des essais sont représentés sur la figure. Les courbes 1 et 2 montrent la diminution, en fonction du temps, de la concentration de l'acétone lors des essais à une température de la plaquette d'argent comprise entre 540 et 510° C et une température du gaz dans le tube de 206 à 217° C. Comme on voit sur la courbe 3, l'activité spécifique de l'acétone en aval du catalyseur ne varie pas en fonction du temps et par conséquent

l'acétone ne se forme pas dans le tube. En même temps l'activité spécifique de l'alcool croît avec l'augmentation de la durée de contact, ce qui peut être constaté sur les courbes 4 et 5 pour des essais à 510 et à 540° C.



Modification de la concentration d'acétone en fonction de la durée de contact : ▲, d'après les données radiochimiques; △, d'après les données analytiques; la courbe 1 pour la température du catalyseur de 510° C, la courbe 2 pour la température du catalyseur de 540° C.

Modification de l'activité spécifique en fonction de la durée de contact : 3, acétone; 4, alcool à la température du catalyseur de 510° C; 5, alcool à la température du catalyseur de 540° C.

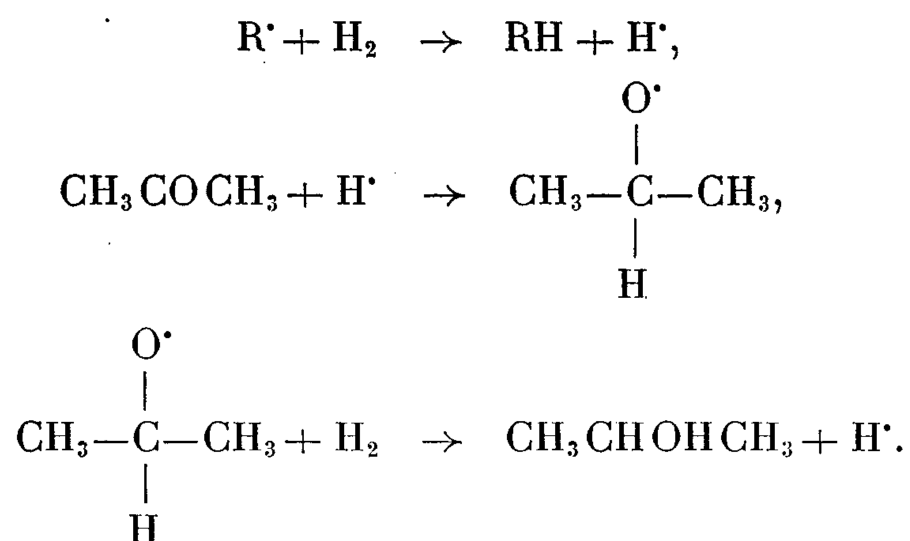
Nous avons calculé d'après l'augmentation de l'activité spécifique de l'alcool les quantités d'acétone se transformant en alcool isopropylique. Les données du calcul sont représentées sur les courbes 1 et 2 par des triangles pleins. Elles coïncident d'une façon satisfaisante avec les données obtenues par voie analytique (représentées par des triangles blancs sur les courbes 1 et 2). L'analyse chromatographique a montré que l'hydrogénation de l'acétone dans le tube est accompagnée de diminution de la concentration de l'hydrogène dans les produits de la réaction.

A l'aide des essais spéciaux nous avons constaté que la réaction en aval du catalyseur n'a pas lieu si la température du catalyseur et du tube est près de 220° C. La réaction dans le tube n'a pas lieu non plus si le catalyseur chauffé jusqu'à 510 à 540° C est soumis à un jet de mélange d'alcool, d'acétone et d'azote et si l'on ajoute en aval du catalyseur de l'hydrogène et de l'oxygène.

Par conséquent, les résultats des essais permettent de supposer que la

réaction observée est une réaction gazeuse en chaîne qui est amorcée par les radicaux ou par les produits moléculaires instables, formant ces radicaux lors de la décomposition dans le tube.

Nous supposons que la réaction se déroule suivant le schéma suivant :



Les calculs énergétiques montrent que la formation des radicaux libres à la surface du catalyseur est probable lors de réactions oxydantes. Cependant la marche de la réaction à une si grande distance du catalyseur est probablement la conséquence de la formation sur la surface du catalyseur, soit de radicaux d'une grande longévité, soit de produits moléculaires peu stables, lors de la décomposition desquels se forment des radicaux.

(1) N. N. Sémenov, *Réactions en chaîne*, Léningrad, 1934.

(2) A. A. Kovalski et M. L. Bogoïavlenskaïa, *J. Fiz. Khim.*, 20, 1946, p. 1328.

(3) E. I. Popov, Mémoire dans *Catalyse hétérogène dans l'industrie chimique*, Moscou, 1955.

(4) *Z. anorg. allg. Chem.*, 277, 1954, p. 287.

(5) *C. R. Acad. Sc. U. R. S. S.*, 109, 1956, p. 560.

(6) M. B. Neiman, *J. Fiz. Khim.*, 28, 1954, p. 1235.

ÉLECTROCHIMIE. — *Sur l'impédance en courant basse fréquence d'une cellule électrolytique.* Note (*) de MM. **Claude Chalin** et **Élie Picard**, présentée par M. Eugène Darmois.

De nombreux auteurs ont étudié les variations de l'impédance d'une cellule électrolytique en fonction par exemple de la concentration en sels dissous, de la nature de l'électrolyte ou de la fréquence du courant utilisé lorsque la mesure est effectuée au pont alternatif (1).

Un travail précédent (2) nous a conduit à étudier ce problème en nous intéressant plus particulièrement aux phénomènes aux électrodes, c'est-à-dire à l'étude de la « double couche ».

Le dispositif expérimental est constitué par une cellule électrolytique à électrodes de platine (fil de 1 mm de diamètre et de 15 mm de longueur).

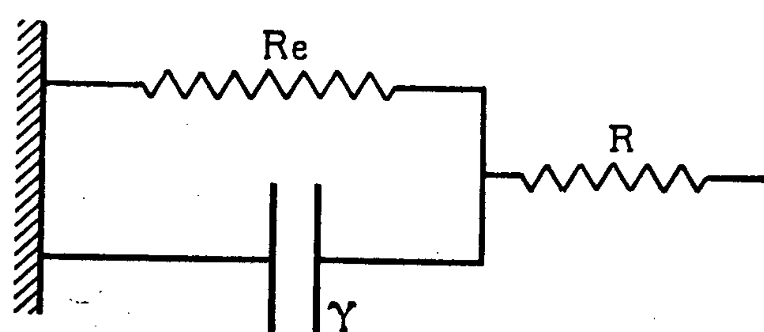
On mesure entre ces électrodes symétriques, à l'aide d'un pont P/Q parallèle, l'impédance du système électrodes-électrolyte.

Nous avons supposé que :

1° la capacité due aux propriétés diélectriques de l'électrolyte est négligeable devant sa conductance;

2° la variation avec ω, pulsation du courant de mesure, de la conductivité de l'électrolyte est négligeable dans le domaine des fréquences utilisées.

Ces hypothèses, légitimées par des expériences préalables conduisent au schéma indiqué figure 1.



R étant la résistance de l'électrolyte obtenue par extrapolation pour $1/\omega = 0$ R_e et γ représentent les phénomènes aux électrodes.

Les expériences faites avec des solutions aqueuses de sels montrent que R_e et γ dépendent de la concentration, de la nature du corps dissous et de la fréquence du courant de mesure.

Nous indiquerons les résultats obtenus dans le cas de quelques sels de valence 1 — 1 [3].

1. *Influence de la concentration.* — Pour chaque sel nous avons étudié trois concentrations différentes : binormale, normale et décinormale. Toutes les solutions peuvent être considérées comme concentrées, les forces interioniques étant intenses dans ces conditions.

L'hydratation croît avec la dilution et devient maximum en solution infiniment étendue. Les volumes ioniques partiels augmentent et en conséquence les rayons aussi, ce qui doit diminuer la capacité si nous écrivons avec Helmholtz :

$$\gamma = \frac{\varepsilon}{4\pi R_i} \quad \text{pour l'unité de surface,}$$

R_i, rayon ionique;
ε, constante diélectrique.

Les valeurs expérimentales sont en accord avec cette idée.

Le tableau donne quelques résultats obtenus à la fréquence 1000.

$\gamma_{(\mu F)}$.	Cl Na.	FK.	Cl K.	Br K.	IK.
2N	3,53	3,43	3,46	2,79	3,31
N	2,99	3,15	3,16	2,63	3,02
N/10	2,04	2,21	2,87	2,16	1,77

Nous devons toutefois signaler quelques anomalies pour de très basses fréquences dans le cas de ClLi, ClK et FK.

2. *Influence des corps dissous.* — Dans les solutions électrolytiques les ions sont les facteurs les plus importants de la variation de la capacité de la double couche pour une concentration et une fréquence déterminées.

Si les ions sont hydratés on déduit leurs rayons de la mobilité en solution infiniment étendue d'après la formule de Stokes.

S'ils ne le sont pas, leurs rayons ioniques sont leurs rayons cristallins. On trouve (4) :

Ions hydratés.	R_s.	*Ions non hydratés.*	R_c.
Li^+	2,31	K^+	1,33
Na^+	1,76	Cl^-	1,80
F^-	1,65	Br^-	1,96
		I^-	2,20

R_s, rayon de Stokes; R_c, rayon cristallin. Unité : l'Angstrom.

Pour les chlorures, les capacités variant en raison inverse des rayons ioniques doivent se classer, en ordre croissant : ClLi, ClNa et ClK.

En établissant un classement dans les résultats obtenus nous trouvons que, pour 0,1 N et N la suite la plus fréquente est ClLi, ClNa, ClK ce qui est en accord avec celle prévue à partir des rayons des ions. Nous devons signaler toutefois qu'il existe une anomalie pour la solution 2 N pour laquelle on a ClLi, ClK, ClNa.

Quant aux halogénures de potassium, il est difficile de les classer. On peut cependant remarquer que les trois sels ayant deux ions non hydratés se classent normalement pour les solutions 2 N et N, une inversion se produisant entre FK et ClK pour 0,1 N.

Une étude plus approfondie permettrait de préciser ce problème.

Les résultats précédents montre qu'une étude, au point alternatif, de l'impédance d'une cellule électrolytique peut donner des renseignements sur la nature de la double couche et en général sur les processus aux électrodes.

Ils montrent qu'en l'absence d'un courant continu les deux ions d'un sel de valence 1—1 participent à la formation de la couche adsorbée, du moins lorque leurs dimensions, calculées en tenant compte de l'hydratation, sont du même ordre de grandeur.

Nous étudierons dans une communication ultérieure l'influence de la fréquence du courant de mesure sur les résultats obtenus.

(*) Séance du 17 juillet 1957.

(1) *Voir*, par exemple : KRUGER, *Z. Phys. Chem.*, 1903, p. 1; BOWDEN et RIDEAL, *Proc. Roy. Soc.*, 120 A, 1928, p. 59; FRUMKIN, *Trans. Farad. Soc.*, 31, 1925, p. 110.

(2) C. CHALIN, *Thèse*, Paris.

(3) E. PICARD, *Diplôme d'Études supérieures*, Paris, 1957.

(4) E. DARMOIS, *J. Phys. Rad.*, 1941; *J. Chim. Phys.*, 43, 1946, p. 1.

ÉLECTROCHIMIE. — *Sur l'évaluation rapide du degré de passivité des aciers inoxydables à l'aide d'une méthode potentiométrique à intensité constante.* Note (*) de M. **Philippe Berge**, présentée par M. Georges Chaudron.

La réduction électrochimique du film responsable de la passivité des aciers inoxydables ferritiques et austénitiques permet d'apprécier, en quelques minutes, le degré de cette passivité. La méthode a été appliquée à un acier 18/8 ayant subi divers traitements de surface, et elle peut être adaptée à des essais non destructifs sur pièces.

Les opinions diffèrent quant à la nature des modifications superficielles responsables de la passivité des alliages fer-chrome et fer-chrome nickel. Les deux hypothèses proposées : formation de film d'oxydes définis ou de gaz physiquement adsorbés, ne sont d'ailleurs nullement contradictoires, la présence d'oxydes pouvant faciliter l'adsorption gazeuse et les gaz adsorbés étant susceptibles de combler les défauts de continuité de l'oxyde ([1]).

On sait, d'autre part, que la valeur du potentiel de dissolution, à courant nul, dans le réactif d'attaque, indique si l'alliage est à l'état actif ou à l'état passif. Cependant, seules les variations de ce potentiel au cours du temps permettent d'apprécier le degré de passivité. Cette évolution, qui présente divers aspects, est souvent très lente, de sorte que les essais peuvent s'étendre sur plusieurs semaines ([2]).

Afin de permettre un contrôle rapide de l'état de passivation, et sans qu'il soit nécessaire de faire d'hypothèse quant à la nature du film passivant, nous avons cherché à adopter la méthode de réduction électrochimique déjà utilisée pour la mesure de l'épaisseur des films d'oxydes sur certains métaux ([3]).

Si pour un acier immergé dans un réactif acide, et en ne tenant pas compte de l'oxygène dissous, nous représentons les courbes de polarisation cathodique (vers le bas) et anodique (vers le haut) des réductions et oxydations possibles, le potentiel du métal actif se situe en V_1. Lorsque l'acier est passivé l'oxydation ne peut avoir lieu et le potentiel de dissolution est un autre potentiel mixte V_2 situé entre A et B (*fig.* 1). Il est important de noter que la courbe de réduction du film responsable de la passivité doit se trouver, au moins pour les faibles intensités, à droite de la courbe de réduction des ions H^+, car l'on n'observe aucun dégagement gazeux sans dépassivation de la surface.

Le dispositif consiste en une cellule à acide sulfurique de densité 1,4 où la cathode est l'éprouvette passivée et l'anode une électrode de référence à sulfate mercureux, toutes les précautions étant prises pour empêcher la pollution de l'électrolyte, et la température étant maintenue à 18° C. Le circuit électrique comporte une source constante de 100 V, une résis-

tance de $3.10^6\ \Omega$ et un voltmètre électronique. En faisant passer un courant de 30 µA (soit 5.10^{-6} A/cm²) le potentiel de l'éprouvette diminue progressivement, en restant positif, tant que dure la réduction cathodique, puis au bout d'un temps *t* il chute brusquement à la valeur négative de

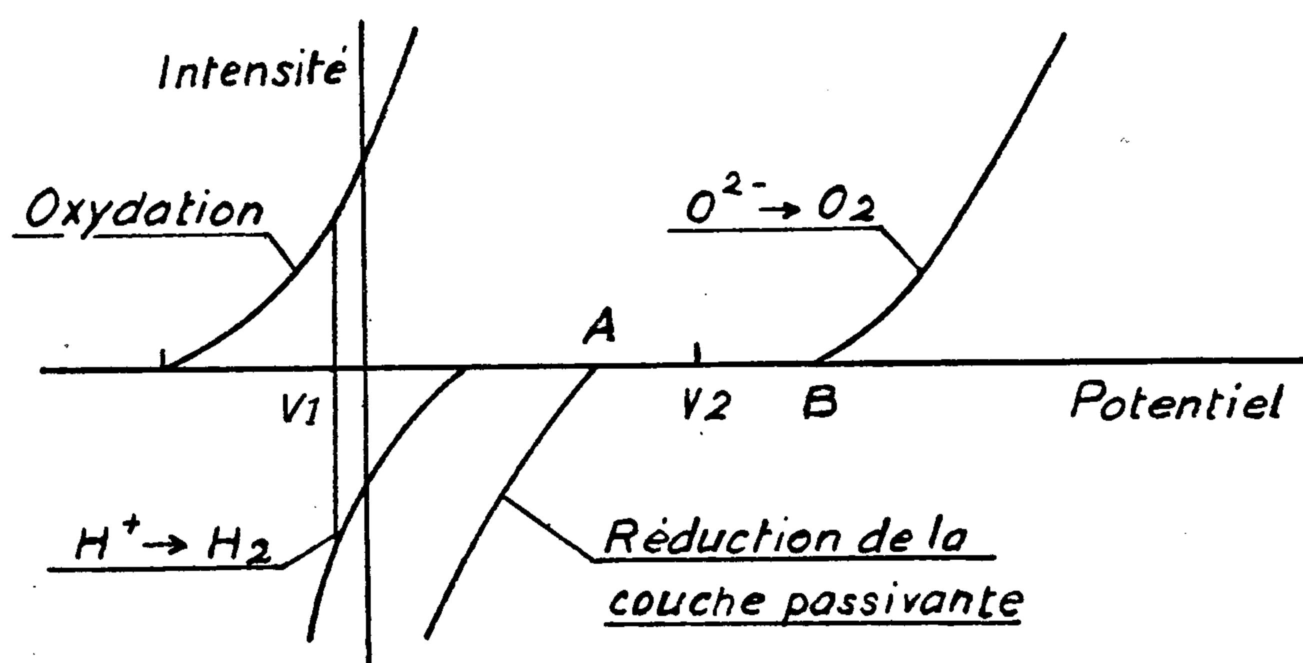


Fig. 1.

l'état actif. Nous avons toujours vérifié que le potentiel de dissolution à courant nul passe bien de la valeur positive à la valeur négative au temps *t*. Ce dernier caractérise donc bien le degré de protection apporté par le film responsable de la passivité dans le milieu considéré.

La méthode a été appliquée à des échantillons d'un acier 18/8 de superficie 6 cm² ayant subi divers traitements de surface : polissage électrolytique en bain acétoperchlorique ou phosphosulfurique, passivation chimique par immersion dans l'acide sulfurique bouillant suivie d'exposition à l'air, ou au contact du mélange fluonitrique classique ([2]). Les résultats exprimés par les courbes de la figure 2 donnent lieu aux conclusions suivantes :

1° L'acier poli dans l'électrolyte acétoperchlorique est actif, mais devient passif par exposition suffisamment prolongée à l'air, ce qui est en accord avec des observations micrographiques ([4]).

2° La meilleure passivation est apportée par la sensibilisation à SO_4H_2 suivie d'une exposition de quelques heures à l'air, mais l'état de surface microgéométrique résultant est incompatible avec certaines utilisations.

3° Le polissage en milieu phosphosulfurique constitue un bon traitement passivant. Toutefois on constate une certaine dispersion des valeurs de *t*, la quantité d'électricité nécessaire à la réduction variant entre 6.10^{-3} et 20.10^{-3} Cb. Ce dernier fait, qui prouve d'ailleurs la sensibilité de la méthode, laisse supposer l'intervention de facteurs inhérents au polissage

(température, agitation, ions métalliques en solution, etc.) que nous nous proposons d'examiner séparément.

4° La courbe de réduction de l'acier traité avec le mélange fluonitrique se distingue par deux semi-paliers qui indiqueraient la présence d'oxydes différents.

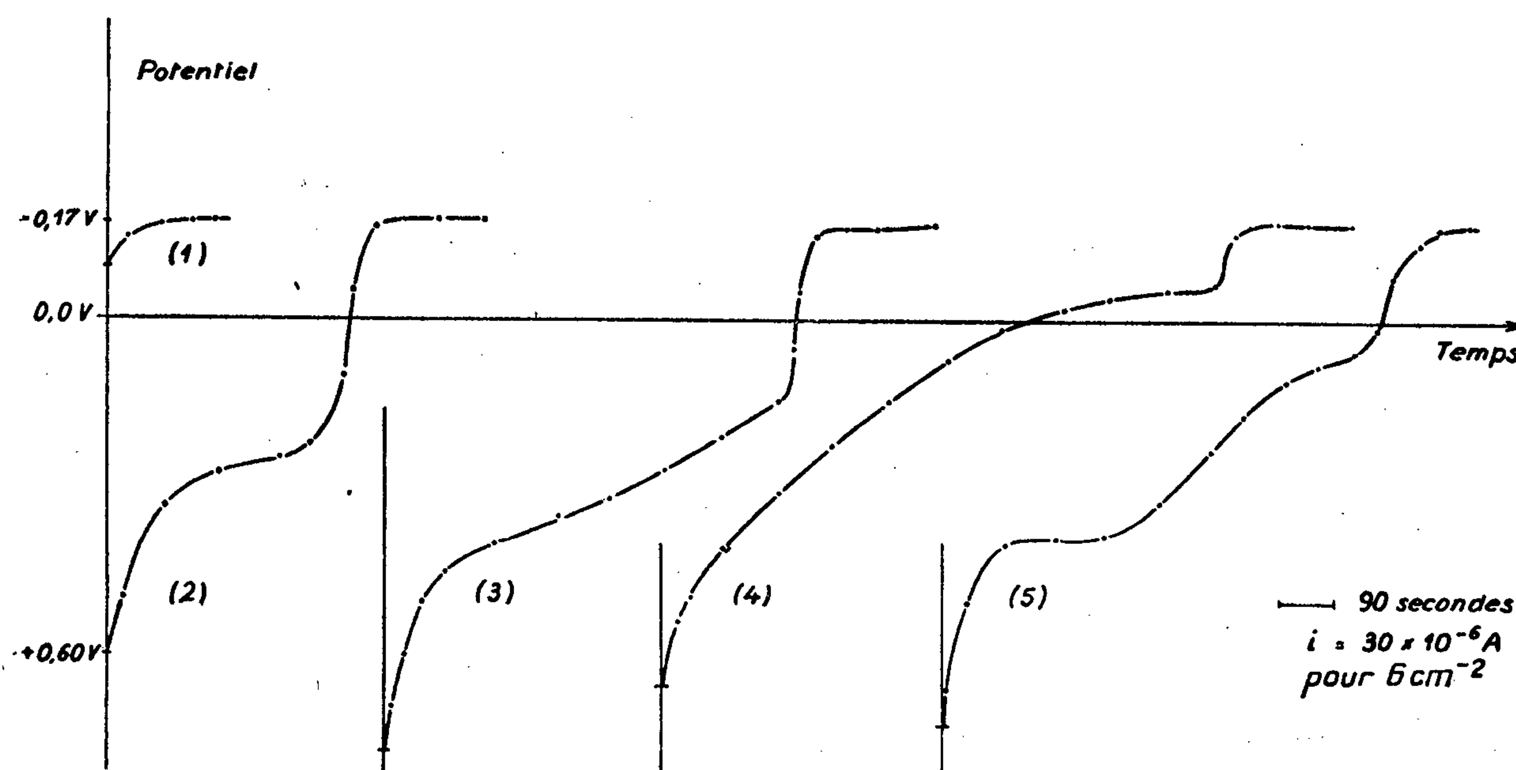


Fig. 2.

(1) Spécimen poli en bain acétoperchlorique et placé immédiatement dans la cellule.
(2) Spécimen poli en bain acétoperchlorique puis exposé 8 jours à l'air humide avant immersion dans la cellule.
(3) Spécimen poli en bain phosphosulfurique et placé immédiatement dans la cellule.
(4) Spécimen sensibilisé à l'acide sulfurique bouillant puis exposé à l'air.
(5) Spécimen passivé par immersion dans la solution fluonitrique.

En résumé, grâce à sa simplicité et à sa rapidité, la méthode proposée convient à des études systématiques de la passivation en fonction de l'état métallurgique de l'alliage et des conditions du traitement. Elle peut aussi contribuer à élucider la nature des modifications superficielles. Enfin elle est applicable à des essais non destructifs sur pièces à l'aide d'une petite cellule portative, la région activée étant ensuite repassivée par la technique du tampon électrolytique ([5]).

(*) Séance du 30 septembre 1957.

([1]) H. Hatwell, *Rev. Métallurgie*, 53, 1956, p. 729.

([2]) Guitton, *Mét. et Cor.*, avril-mai 1947.

([3]) U. R. Evans et H. A. Miley, *Nature*, 139, 1937, p. 283; W. E. Campbell et U. B. Thomas, *Trans. Electrochem. Soc.*, 76, 1939, p. 303.

([4]) P. A. Jacquet, *Rev. Nickel*, 20, 1954, p. 1.

([5]) P. A. Jacquet, *Journées d'Automne de la Soc. franç. Métallurgie*, Paris, octobre 1957.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Détermination des chaleurs d'activation intervenant dans la déformation à chaud d'une austénite stable et d'un fer doux.* Note (*) de

MM. **Ramchandra Tamhankar, Christian Boulanger, André Constant, Jean Plateau, Claude Rossard** et **Charles Crussard**, présentée par M. Albert Portevin.

A partir de résultats d'essais de fluage (entre 550 et 800°C), de torsion (entre 1000 et 1200°C) et de frottement interne (jusqu'au point de fusion), les chaleurs d'activation intervenant dans le mécanisme de la déformation à chaud ont été déterminées pour une austénite à 36 % Ni et 10 % Cr et un fer à 0,003 % C.

Les résultats d'une étude de la déformation à chaud de deux aciers [1], une austénite stable et un fer doux, nous ont permis de déterminer les chaleurs d'activation correspondant à divers modes de sollicitation.

L'*austénite* utilisée est un acier résistant à chaud, contenant 0,03 % de carbone, 36 % de nickel, 10 % de Cr. Le *fer* a été obtenu à partir de fer Armco industriel par décarburation dans l'hydrogène (16 h à 850° C); sa teneur résiduelle en carbone est de 0,003 %.

Les *essais de fluage* ont été effectués entre 550 et 750° C pour le fer et entre 550 et 800° C pour l'acier austénitique. Les chaleurs d'activation ont été obtenues par la méthode décrite par Dorn et ses collaborateurs [2] qui consiste à déterminer, au cours d'un même essai, les vitesses stationnaires de fluage à deux températures voisines. Douze mesures effectuées pour chaque acier dans la zone de température étudiée nous ont fourni les valeurs moyennes de 70 000 cal/mole pour l'acier austénitique et de 94 000 cal/mole pour le fer. Dans les deux cas, la chaleur d'activation décroît quand le diamètre du grain croît, cet effet étant marqué surtout pour le fer.

Pour la torsion, les essais ont été effectués sous argon purifié entre 1000 et 1200° C, la vitesse de rotation allant jusqu'à 1000 t/mn. La figure 1 représente des résultats d'essais relatifs au fer. Au cours d'un essai, le couple croît, passe par un maximum, puis décroît jusqu'à un palier stable qu'il n'atteint cependant qu'après une série d'oscillations amorties. Il semble que ces oscillations, mises en évidence par l'un de nous et P. Blain soient liées à des phénomènes de recristallisation se produisant en cours de déformation. La valeur du couple maximum et le niveau du palier stable sont des fonctions décroissantes de la température et croissantes de la vitesse, qui nous ont permis de déterminer deux valeurs de la chaleur d'activation, égales toutes deux à 65 000 cal/mole. Dans le cas de l'*acier austénitique*, le niveau du couple est plus élevé et la rupture survient souvent avant que le couple n'ait atteint un niveau stable, ce qui ne permet pas de déterminer la chaleur d'activation. Nous avons donc utilisé les variations avec la température et la vitesse d'une part du maximum du couple, d'autre part

de la valeur du couple atteinte pour une déformation donnée située avant le maximum du couple. Ces déterminations nous ont conduits à une même valeur pour la chaleur d'activation, 84 000 cal/mole.

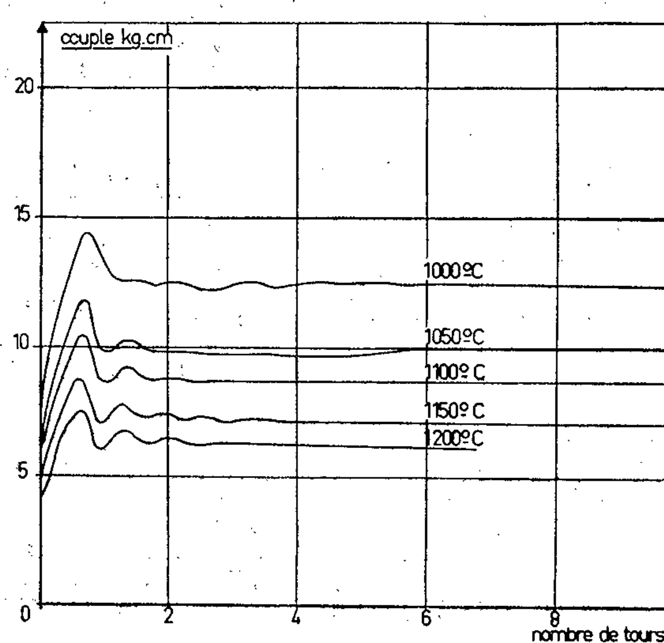


Fig. 1. — Essais de torsion sur le fer. Vitesse de rotation de 1 t/mn.

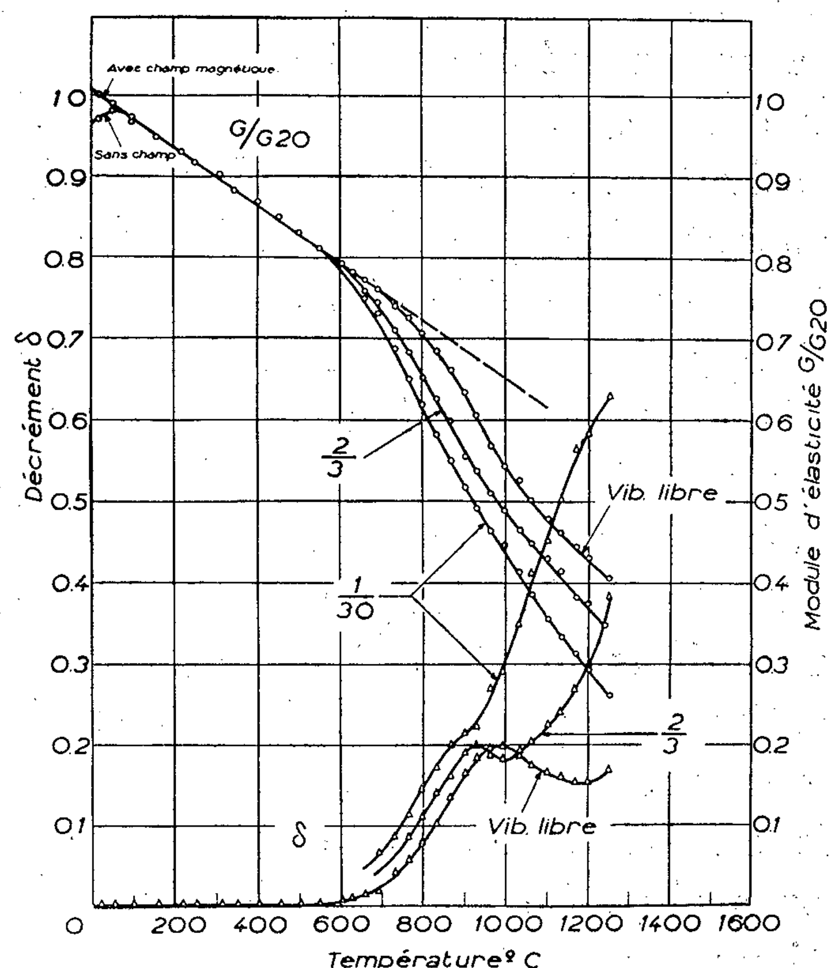


Fig. 2. — Variations du module et du frottement intérieur d'une éprouvette d'acier austénique de grain n° 5. Périodes de vibration indiquées.

Les essais de *frottement interne* ont été effectués au moyen de l'hystérésimètre construit à l'Irsid [3] qui permet de déterminer les variations, en fonction de la température et de la période de vibration, du décrément δ et du rapport G/G_{20} du module d'élasticité G à sa valeur à 20° C. La figure 2 donne un exemple des résultats obtenus sur l'acier austénitique.

Pour un métal tel que l'*austénite*, dans lequel la polygonisation est toujours faible, on peut admettre que le module « non relaxé » qu'on obtiendrait pour une fréquence infiniment élevée, décroît linéairement en fonction de la température. Par rapport à cette variation, le microfluage produit une relaxation visqueuse : les courbes supérieures de la figure 2, relatives à différentes périodes de vibration, permettent de calculer la chaleur d'activation correspondante : on trouve ainsi 80 000 cal/mole vers 800° C. Pour des métaux fortement polygonisés, comme le *fer*, on doit s'attendre [4] à une forte chute du module à haute température. Sur le fer utilisé, on constate que, pour les éprouvettes à gros grains, cet effet anélastique est indépendant de la fréquence, c'est-à-dire « non activé ». Pour les éprouvettes à grains fins, il s'ajoute à cet effet un effet visqueux, dont on peut

calculer la chaleur d'activation en opérant à diverses fréquences : on trouve ainsi 76 000 cal/mole vers 600° C.

Conclusions. — Pour l'*acier austénitique*, les trois mesures de la chaleur d'activation effectuées sont relatives à la même phase. La chaleur d'autodiffusion vaut environ 68 000 cal/mole dans une austénite non alliée; dans une austénite au Cr-Ni, la chaleur pour la diffusion des lacunes n'est pas connue, mais elle ne doit pas être très différente. On voit que la chaleur d'activation mesurée est plus élevée que la chaleur d'autodiffusion, et d'autant plus que la température est plus élevée, comme on peut s'y attendre à cause de l'importance croissante des phénomènes de recristallisation, qui ont de façon générale une chaleur d'activation supérieure à la chaleur d'autodiffusion.

Pour le *fer*, les mesures effectuées par torsion dans le domaine γ fournissent une valeur de la chaleur d'activation de 65 000 cal/mole, peu différente de la chaleur d'autodiffusion. Dans le domaine α, la chaleur d'autodiffusion est de l'ordre de 60 000 cal/mole et les valeurs de l'énergie d'activation mesurées lui sont supérieures. Ces divergences ont probablement leur origine en partie au moins dans le phénomène « non activé » mis en évidence par les essais de frottement interne sur éprouvette à gros grains. Ce phénomène a pour conséquence une libération de dislocations croissant avec la température, ce qui a pour effet d'augmenter la chaleur d'activation apparente. Cet effet est d'autant plus marqué que la polygonisation est plus poussée, c'est-à-dire que le grain est plus fin (4).

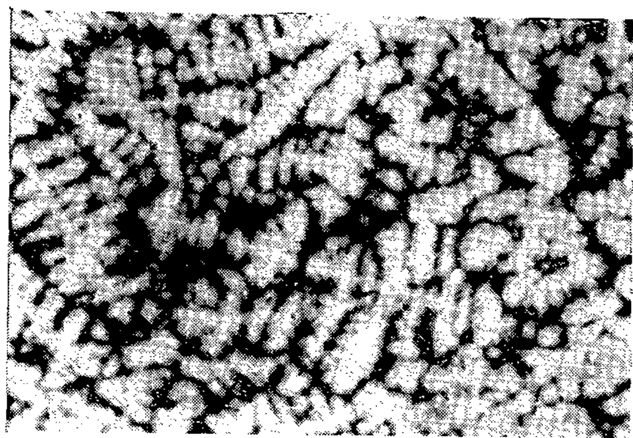
(*) Séance du 30 septembre 1957.

(1) R. Tamhankar, G. Pomey, J. Plateau et G. Henry, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1132.
(2) M. J. Lieh Huang, O. D. Sherby et J. E. Dorn, *Trans. A. I. M. E., J. Met.*, 1956, p. 1385.
(3) C. Boulanger et C. Crussard, *Rev. Mét.*, 53, 1956, p. 703.
(4) J. Friedel, C. Boulanger et C. Crussard, *Acta Metal.*, 3, n° 4, juillet 1955, p. 380-391.

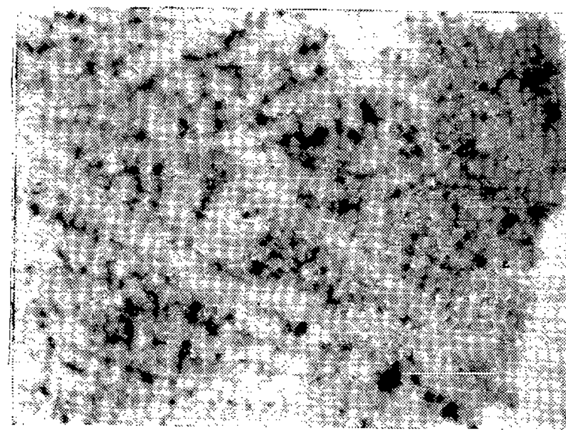
MÉTALLOGRAPHIE. — *Étude de la ségrégation dendritique de quelques éléments métalliques dans le fer.* Note (*) de MM. **Christian de Beaulieu** et **André Kohn**, présentée par M. Albert Portevin.

On a étudié, par la méthode autoradiographique, la ségrégation de divers éléments métalliques. On a constaté qu'aucun des éléments étudiés ne ségrégeait en l'absence de carbone; l'examen des alliages à environ 0,40 % C a montré que le cobalt ne ségrégeait pratiquement pas, le molybdène très faiblement, le manganèse, le cuivre et le tungstène de façon sensible mais cependant moins intense que l'arsenic.

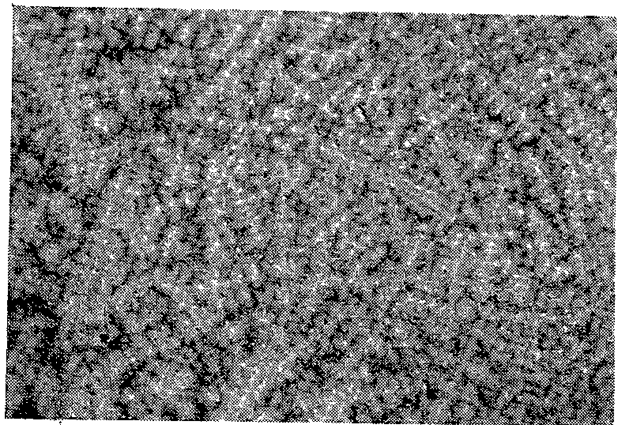
A la suite des études déjà entreprises à l'Irsid, au moyen de la technique autoradiographique, sur la ségrégation de divers métalloïdes dans les



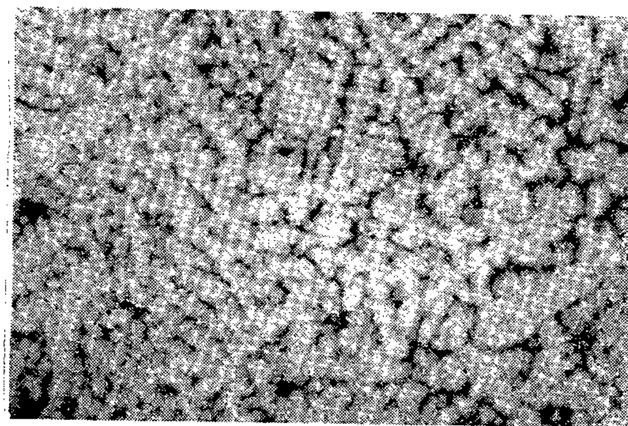
Arsenic (0,10 %).



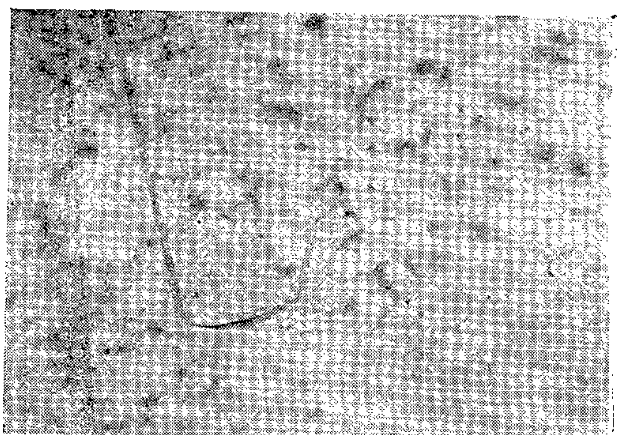
Manganèse (0,50 %).



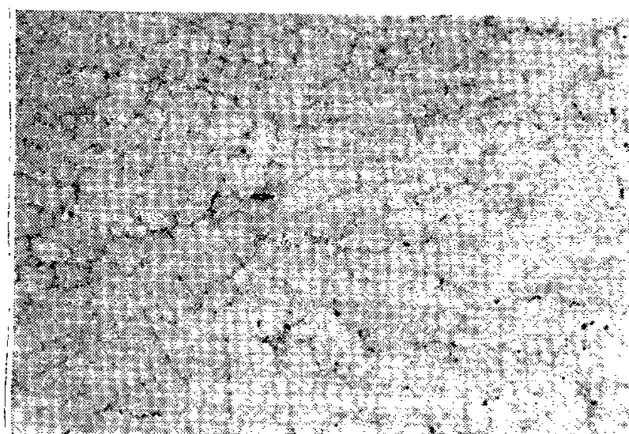
Cuivre (0,20 %).



Tungstène (0,20 %).



Molybdène (2 %).



Chrome (1,5 %).

Autoradiographies représentant la ségrégation dendritique de quelques éléments dans des alliages à environ 0,40 % C. (G × 5.)

aciers [1], [2], [3], nous avons voulu étudier la tendance à la ségrégation de quelques éléments métalliques, et préciser l'influence du carbone sur l'importance de ce phénomène.

Nos essais ont porté sur une série d'alliages préparés au four haute fréquence [4], en refondant sous une atmosphère d'argon du fer électrolytique Orkla relativement pur (la principale impureté était l'oxygène). Les fusions, portant sur environ 1 200 g de fer chacune, étaient effectuées dans des creusets en alumine : le refroidissement du métal liquide était réglé de manière à assurer la solidification dans des conditions comparables à celles qui existent au centre des lingots industriels.

Nous avons préparé ainsi deux séries d'alliages, les uns sans carbone, les autres avec une teneur en carbone d'environ 0,40 %. Les éléments étudiés étaient les suivants : cuivre, tungstène, arsenic (à une teneur d'environ 0,15 %), manganèse, cobalt (à une teneur d'environ 0,5 %), molybdène (à une teneur d'environ 2 %).

Les échantillons prélevés dans ces lingotins furent rectifiés avec soin afin d'obtenir des lamelles d'environ 1 cm^2 de surface et 5/10e de millimètre d'épaisseur; celles-ci furent enrobées dans une résine polymérisable à froid, puis amincies au-dessous de 100 μ au moyen de papiers abrasifs, le polissage étant achevé à l'alumine. Seul, le cobalt avait été introduit sous forme d'addition radioactive; tous les autres éléments avaient été activés en irradiant dans la pile de Châtillon les lamelles ainsi préparées. Les autoradiographies furent effectuées sur des films « Kodaline » ortho développés dans le bain « Kodak D 19 *b* ».

Aucune des autoradiographies n'a permis de mettre en évidence une ségrégation dendritique dans les six alliages sans carbone, ou dans l'alliage au carbone contenant du cobalt; par contre, une ségrégation des cinq autres éléments a été nettement observée dans les alliages contenant du carbone. Le contraste des images autoradiographiques révélant cette ségrégation est variable suivant l'élément considéré; mais en raison des nombreuses variables intervenues au cours de ces essais (énergie du rayonnement β, teneur en carbone, notamment), il n'est pas possible de classer de façon stricte l'aptitude à la ségrégation des six éléments étudiés. On peut cependant dire que le cobalt ne ségrège pratiquement pas, le molybdène faiblement, le manganèse, le cuivre et le tungstène nettement, mais de façon beaucoup moins intense que l'arsenic, repris dans cette étude comme élément de comparaison. Nous avons également observé une légère ségrégation dendritique du chrome dans un lingot à environ 0,30 % C et 1,5 % Cr, préparé à partir de fer Armco.

Ces résultats montrent donc qu'aucun des éléments étudiés, présents en faible quantité dans le fer, n'est susceptible de ségréger en l'absence de carbone. Ils confirment les idées qu'on peut émettre au sujet de la

ségrégation des éléments métalliques dans l'acier, d'après l'examen des diagrammes d'équilibre. En effet, l'écart existant entre le solidus et le liquidus des divers alliages binaires examinés est trop petit pour provoquer la formation d'une liquation appréciable même dans le cas d'un refroidissement relativement lent. Par contre, le carbone augmente considérablement l'intervalle entre le solidus et le liquidus et il entraîne la ségrégation de ces éléments lors de la solidification des alliages ternaires correspondants.

Enfin, il convient de signaler que sur aucun des échantillons présentant une ségrégation nette, celle-ci n'a pu être mise en évidence par une attaque avec un réactif cuivreux, sauf sur l'alliage fer-arsenic où elle a été aisément révélée.

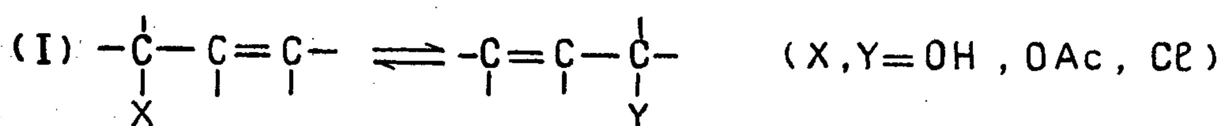
(*) Séance du 30 septembre 1957.
(1) A. KOHN, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 2201.
(2) A. KOHN, *Revue de Métallurgie*, 50, 1953, p. 139-152.
(3) A. KOHN et J. DOUMERC, *Revue de Métallurgie*, 52, 1955, p. 249-259.
(4) Ces alliages ont été préparés par M. Olette, ingénieur à l'I. R. S. I. D.

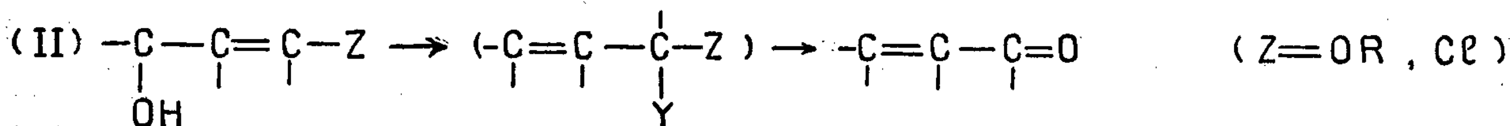
(*Institut de Recherches de la Sidérurgie, Saint-Germain-en-Laye.*)

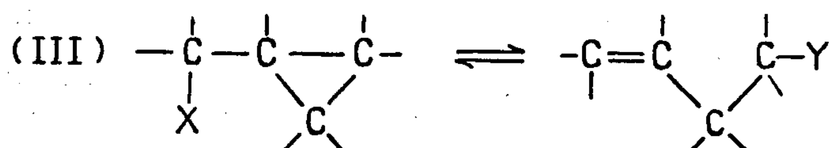
CHIMIE ORGANIQUE. — *Nouvelle méthode générale de préparation d'aldéhydes éthyléniques.* Note (*) de M. **MARC JULIA** et Mlle **GEORGETTE TCHERNOFF**, présentée par M. Marcel Delépine.

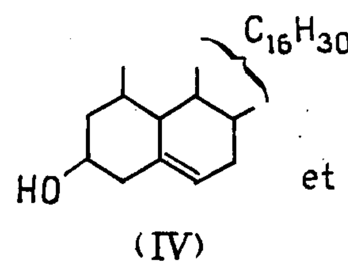
Des carbinols phénoxy-2 cyclopropaniques ont été préparés. L'action des acides les transforme en aldéhydes α ou β-éthyléniques.

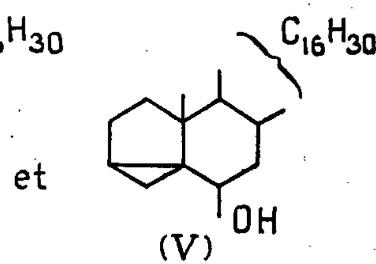
Il est bien connu que les alcools α-éthyléniques donnent des réactions de substitution anormales. C'est la transposition allylique qu'on peut schématiser ci-dessous (I).



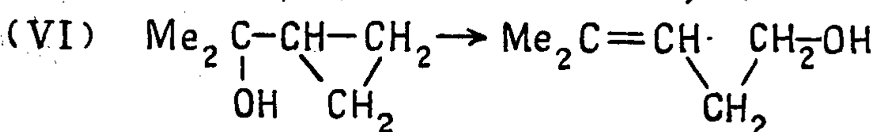


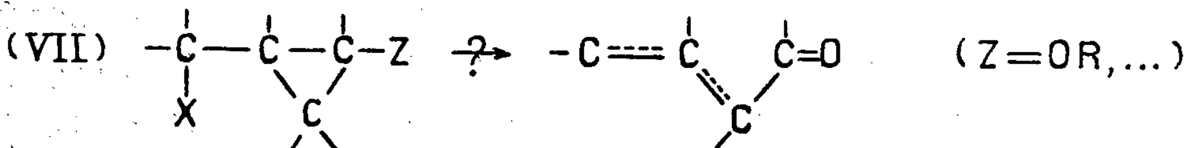






et

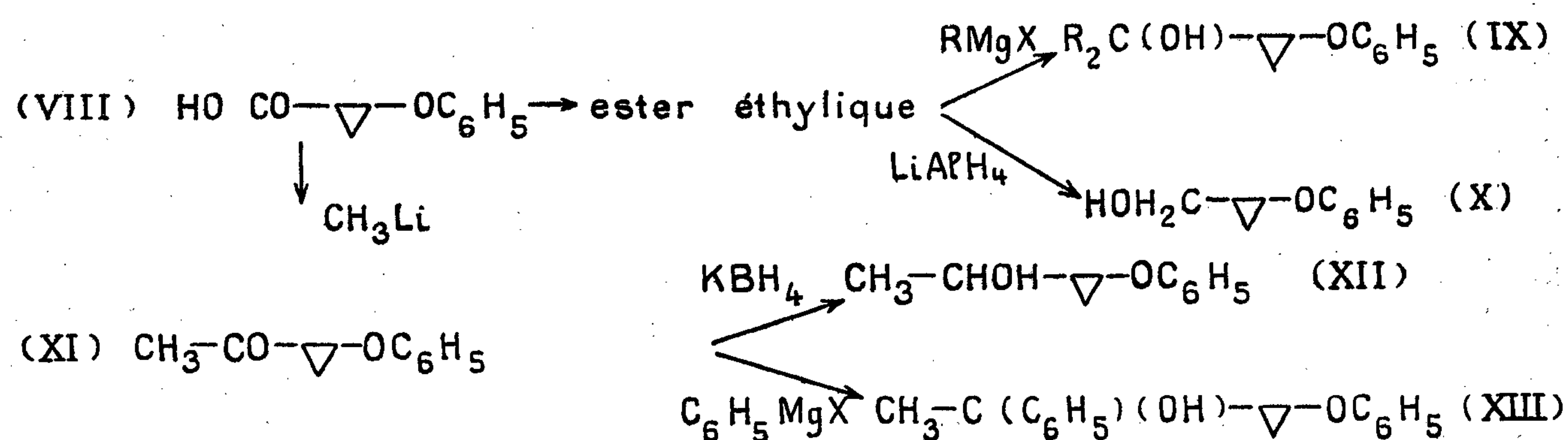




On a utilisé (II) cette transposition pour préparer des dérivés carbonylés, aldéhydes et cétones, en mettant, sur le carbone où vient se placer le groupe migrateur, un substituant convenable : chlore ([1]), ([2]) ou éthoxy ([3]).

On a découvert et étudié ces dernières années d'assez nombreux exemples d'une transposition dite homoallylique (III) qui dérive de la transposition allylique par remplacement de la double liaison éthylénique par un noyau cyclopropanique ([4]). Un des plus célèbres exemples est le couple cholestérol-*i*-cholestérol (IV-V), un cas plus simple (VI) a été étudié par Favorskaya ([5]).

Nous nous sommes proposé de préparer des alcools cyclopropaniques, portant sur le noyau, un substituant convenable pour voir (VII) si les agents acides les transformeraient en composés carbonylés (et, dans ce cas, où se placerait la double liaison).



Nous avons choisi comme produit de départ l'acide phénoxy-2 cyclopropane carboxylique (VIII) que nous avions préparé dans un travail antérieur ([6]).

Par action des réactifs de Grignard sur l'ester éthylique de (VIII) on a obtenu facilement les carbinols (IX) : $R = CH_3$, $C_{12}H_{16}O_2$, Rdt 90 %, $É_{0,8}$ 103°, n_D^{22} 1,5210; $R = C_2H_5$, $C_{14}H_{20}O_2$, Rdt 81 %, $É_{0,07}$ 112°, n_D^{20} 1,5164; $R = C_6H_5$, $C_{22}H_{20}O_2$, Rdt 33 %, F 137° (alcool).

La réduction de l'ester par l'hydrure de lithium-aluminium (LAH) a donné l'alcool primaire (X), Rdt 82 %, $C_{10}H_{12}O_2$, $É_{0,6}$ 117°, n_D^{24} 1,5398.

Par action du méthyl-lithium, l'acide (VIII) a conduit à la phénoxy-2 cyclopropylméthylcétone (XI), Rdt 85 %, $C_{11}H_{12}O_2$, $É_{0,07}$ 82°, n_D^{20} 1,5300 semicarbazone (SC), $C_{12}H_{15}O_2N_3$, F 138-139° (alcool). L'action de la dinitrophénylhydrazine en milieu acide sur cette cétone a donné directement la bis DNP de l'aldéhyde lévulique F 228°.

La réduction de (XI) par l'hydrure de bore-potassium a donné l'alcool secondaire (XII), Rdt 78 %, $C_{11}H_{14}O_2$, $É_{0,2}$ 95°, $n_D^{18,6}$ 1,5283, et la réaction avec le bromure de phénylmagnésium a donné (XIII) Rdt 48 %, $C_{17}H_{18}O_2$, $É_{0,2}$ 151°, n_D^{18} 1,5735.

Nous avons soumis ces divers carbinols à des traitements acides et obtenu, comme nous l'avions espéré, des aldéhydes. Parmi les nombreux agents

essayés, le meilleur jusqu'à présent est l'acide sulfurique dilué (environ N/2) bouillant. Il importe d'entraîner à la vapeur les aldéhydes dès leur formation,



$$RR'C = CH-CH_2-CHO\,(XIV).$$

Le carbinol (XI) a donné 45 % environ d'un produit aldéhydique distillé (56 % en semicarbazone) peu stable auquel nous attribuons la formule



$$(XIV,\ R = R' = CH_3)\ \beta\text{-éthylénique}$$

pour les raisons suivantes :

L'hydrogénation catalytique a donné le méthyl-4 pentanal (SC F et F mélange 125°). L'oxydation argentique a donné le méthyl-4 pentène-3 oïque (dérivé dibromé F et F mélange 98°). On obtient facilement une SC F 122°, $C_7H_{13}ON_3$ présentant une absorption ultraviolette de dérivé non conjugué, λ_{max} 231 mμ, ε = 13300 ([7]). La DNP doit être préparée avec précaution car le milieu acide la transforme en un dérivé isomère. On le voit particulièrement bien en traitant le carbinol de départ lui-même par le réactif DNP acide : il précipite bientôt un dérivé jaune : F 104°, $C_{12}H_{14}O_4N_4$ et absorption ultraviolette de dérivé non conjugué λ_{max} 360 mμ, ε = 21200. Par long repos dans le milieu acide et plus rapidement par chauffage, il se transforme en un isomère rouge orangé F 175°, λ_{max} 373 mμ, ε = 28500. Ce point de fusion s'accorde avec celui du dérivé de l'isomère α-éthylénique (méthyl-4 pentèn-2 al) décrit par Schinz ([8]). Nous l'avons préparé par une autre méthode à partir de l'isobutylidène-acétate d'éthyle par réduction en carbinol (LAH) et réoxydation au bioxyde de manganèse. Le dérivé obtenu est identique à celui obtenu précédemment. La SC de l'aldéhyde α : F 172°, $C_7H_{13}ON_3$, λ_{max} 263 mμ, ε = 26500.

Des résultats analogues ont été obtenus avec le carbinol (IX, $R = C_2H_5$) : aldéhyde (XIV, $R = R' = C_2H_5$) Rdt 48 %, $É_{19}$ 69°, SC F 133°, $C_9H_{17}ON_3$, λ_{max} 230 mμ, ε = 13 700; DNP, F 90°, $C_{14}H_{18}O_4N_4$, λ_{max} 360 mμ, ε = 21 700; DNP conjuguée F 148°, $C_{14}H_{18}O_4N_4$, λ_{max} 375 mμ, ε = 28 500.

Le carbinol (IX, $R = R' = C_6H_5$) a donné par action du réactif DNP le dérivé de (XIV, $R = R' = C_6H_5$) F 156°, $C_{22}H_{18}O_4N_4$, λ_{max} 360 mμ, ε = 24000. L'action du mélange acide acétique-acide bromhydrique bouillant a donné (50 %) le phényl-1 naphtalène identifié à un échantillon authentique par les dérivés nitré en 4, F 126° et bromé en 4, F 71-72°.

Le carbinol (XII) a donné (40-50 %) un produit aldéhydique contenant principalement du pentène-2 al, SC, F 171° ([9]), λ_{max} 262 mμ, ε = 19500. L'action du réactif DNP sur le carbinol donna selon les conditions la DNP du pentène-3 al, F 85°, $C_{11}H_{12}O_4N_4$, λ_{max} 360 mμ, ε = 23 000 ou celle du pentène-2 al, F 158-159°, $C_{11}H_{12}O_4N_4$, λ_{max} 378 mμ, ε = 27 300.

Le carbinol (XIII) a donné (36 %) le phényl-4 pentène-3 al, SC F 145°,

$C_{12}H_{15}ON_3$, λ_{max} 248 mμ, ε = 20 500. La DNP obtenue est celle de l'isomère conjugué phényl-4 pentène-2 al, F 178°, $C_{17}H_{16}O_4N_4$, λ_{max} 375 μ, ε = 30 000.

Enfin le carbinol (X) a donné du crotonaldéhyde É 100-110°, SC F et F mélange 195°, DNP F et F mélange 189°.

Ces réactions constituent donc une méthode générale de préparation d'aldéhydes éthyléniques par passage de RMg X à R—C⩵C⩵C—CHO (avec un trait vertical sous le premier C). La position de la double liaison dépend de la structure.

(*) Séance du 30 septembre 1957.

(1) E. R. H. Jones et B. C. L. Weedon, *J. Chem. Soc.*, 1946, p. 937.

(2) M. Julia, *Ann. Chim.*, 5, 1950, (12), p. 595.

(3) J. A. Arens, D. A. Van Dorp, G. Van Dijk, B. J. Brandt, P. J. Hubers et H. Pieters, *Rec. Trav. Chim. Pays-Bas*, 67, 1948, p. 973.

(4) S. Winstein, *Experientia Supplementarum* II, p. 137, Birkhäuser, Bâle, 1955.

(5) T. A. Favorskaya et N. V. Shcherbinskaya, *Zhur. Obshchei Khim.*, 23, 1953, p. 1485; *Chem. Abstr.*, 48, 1954, p. 11 358.

(6) M. Julia et G. Tchernoff, *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 181.

(7) Les absorptions ultraviolettes ont été mesurées dans l'alcool pour les SC et dans le chloroforme pour les DNP.

(8) H. Schinz et A. Rossi, *Helv. Chim. Acta*, 31, 1948, p. 1953.

(9) Ch. Prévost, *Bull. Soc. Chim.*, 1944, p. 218 indique F 179°.

(*École nationale supérieure de Chimie*, 11, *rue Pierre-Curie*, *Paris*, 5e.)

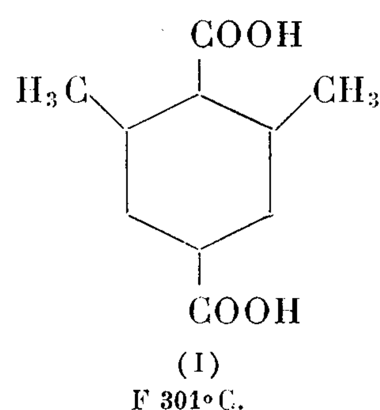
CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'estérification des acides benzoïques o-o′ disubstitués.* Note (*) de MM. **Marc Cachia** et **Henri Wahl**, présentée par M. Marcel Delépine.

Une méthode d'estérification des acides caractérisés par un fort encombrement stérique est décrite et appliquée au cas des acides benzoïques *o-o′* disubstitués.

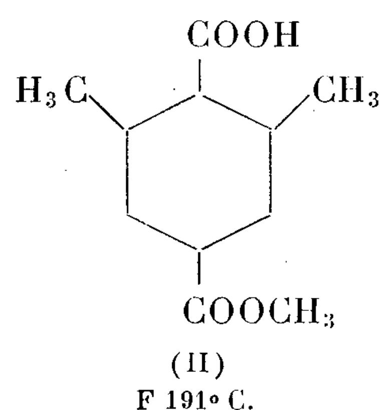
La difficulté ou l'impossibilité d'estérifier les acides benzoïques *o-o′* disubstitués par simple chauffage avec un alcool en présence d'un acide fort, a fait l'objet de nombreux travaux depuis ceux, classiques, de Victor Meyer (1), (2). Ce phénomène est à la base de la notion d'empêchement stérique. Diverses méthodes ont été proposées depuis, pour estérifier néanmoins ces acides, ce qui met en évidence combien l'empêchement stérique dépend du mécanisme réactionnel. M. S. Newmann (3) a montré, par exemple, récemment qu'on pouvait en tirer parti pour estérifier ces mêmes acides en opérant dans l'acide sulfurique concentré.

A l'occasion de recherches très différentes (4), nous avons été amenés à préparer des quantités importantes d'esters méthyliques de divers acides téréphtaliques substitués, et nous avons observé quelques faits intéressants

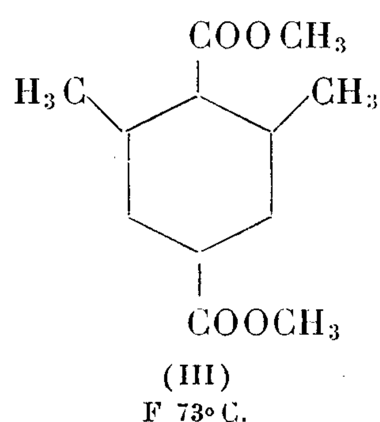
avec l'acide diméthyl-2.6 téréphtalique. Ce composé (I) présente un carboxyle encombré par deux groupes CH_3, donc présentant l'empêchement stérique, et un autre carboxyle sans substitution voisine, que nous qualifierons de libre dans la suite.



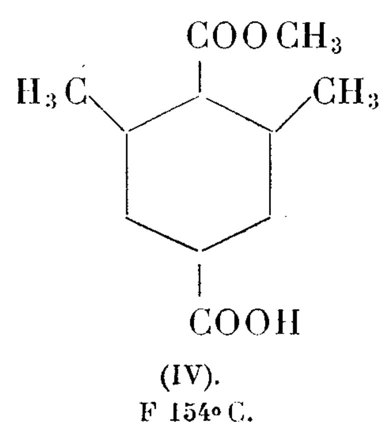
(I)
F 301° C.



(II)
F 191° C.



(III)
F 73° C.



(IV).
F 154° C.

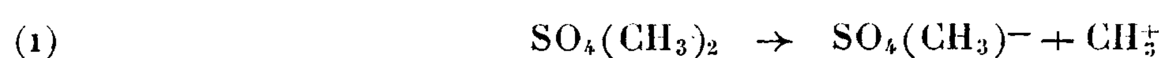
L'estérification de cet acide dans les conditions habituelles, conduit à un acide-ester (II); c'est-à-dire que seul le carboxyle libre s'estérifie [5], [6], [7] et Feist [6], désirant déjà préparer le diester (III), avait été obligé de traiter le sel de sodium anhydre de (II) par le sulfate de méthyle; mais il ne précise pas les conditions opératoires, qui, de toute façon, ne se prêtent guère à une préparation massive.

Or, nous avons eu la surprise de constater qu'il est possible d'obtenir à peu près quantitativement le diester en opérant de la façon suivante :

Le diacide (20 g) est dissous dans le méthanol (150 ml) et l'on ajoute alternativement dans cette solution, de la potasse méthanolique et du sulfate de méthyle, de façon à introduire à peu près 1,5 moles de sulfate de méthyle par mole de diacide. Si le milieu reste alcalin constamment, par dilution dans l'eau et acidification, on précipite le monoester (IV) (18 g) que Feist [6] avait préparé par hydrolyse ménagée de (III); mais si en fin d'opération on ajoute une nouvelle quantité de sulfate de méthyle en laissant le milieu devenir acide par décomposition de ce corps, et porte à l'ébullition pendant 1 h, la solution ne renferme plus que du diester (III) qu'on précipite par dilution dans l'eau (19 g).

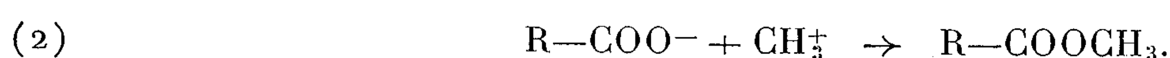
L'interprétation que nous suggérons de ces résultats est la suivante :

En milieu alcalin, le sulfate de méthyle s'ionise suivant la réaction

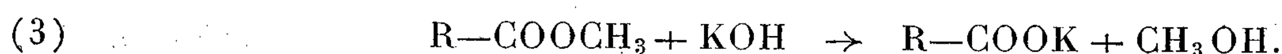


(1) $$SO_4(CH_3)_2 \rightarrow SO_4(CH_3)^- + CH_3^+$$

et les ions carboxylates réagissent sur l'ion CH_3^+


(2) $R—COO^- + CH_3^+ \rightarrow R—COOCH_3$.

Cette réaction est limitée en milieu alcalin par la réaction d'hydrolyse de l'ester :


(3) $R—COOCH_3 + KOH \rightarrow R—COOK + CH_3OH$.

Si les vitesses de formation et d'hydrolyse de l'ester sont du même ordre de grandeur, celui-ci, se détruisant au fur et à mesure de sa formation, ne pourra être préparé par cette méthode; au contraire, si la saponification de l'ester est très lente — par suite d'un phénomène d'encombrement stérique — seule interviendra la réaction de formation de l'ester.

Dans le cas de l'acide diméthyl-2.6 téréphtalique, le carboxyle encombré s'estérifie dans ces conditions parce que l'ester formé se saponifie 100 à 1 000 fois plus lentement que l'ester benzoïque correspondant ([8]), ([9]); au contraire, le carboxyle libre ne s'estérifie pas en milieu alcalin, mais un chauffage ultérieur en milieu acide permet de préparer l'ester correspondant. La grande différence dans les vitesses de saponification des deux groupes esters du diméthyl-2.6 téréphtalate de méthyle est mise en évidence par les faits suivants : la soude alcoolique 0,1 % hydrolyse en quelques minutes le groupe libre, tandis que la saponification du groupe encombré nécessite l'utilisation de soude 40 % et un temps de réaction beaucoup plus considérable.

La méthode proposée permet donc de préparer sélectivement les deux acides esters (II) et (IV) ainsi que le diester (III) : En milieu acide se forme exclusivement (II), en milieu alcalin, on obtient (IV) tandis qu'en conduisant l'opération d'abord en milieu alcalin, puis en milieu acide, on prépare uniquement le diester (III).

Il était intéressant de se rendre compte de la valeur de nos hypothèses, en appliquant cette technique à d'autres acides. C'est ce que nous avons fait avec l'acide diméthyl-2.6 benzoïque et son dérivé bromé en -4, qui ont été estérifiés en milieu aqueux ou alcoolique par l'action de la soude et du sulfate de méthyle avec des rendements de 80 %. L'acide (5 g) est dissous dans la soude aqueuse ou méthanolique (25 ml) et la solution portée vers 50-60° C. De petites quantités de sulfate de méthyle et de soude sont introduites, jusqu'à ce que, par acidification d'une prise d'essai, il ne subsiste aucun louche indiquant la présence d'acide libre. Par dilution l'ester précipite presque quantitativement (4,5 g).

(*) Séance du 30 septembre 1957.

([1]) V. MEYER, *Ber. Deutsch. Chem. Ges.*, 27, 1894, p. 510.

([2]) V. MEYER et SUDBOROUGH, *Ibid.*, p. 3146.

([3]) *J. Amer. Chem. Soc.*, 63, 1941, p. 2431.

(4) M. CACHIA et H. WAHL, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1956, p. 1234 et *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 783.
(5) NOYES, *J. Amer. Chem. Soc.*, 20, 1898, p. 809.
(6) FEIST, *Liebig's Annalen*, 433, 1923, p. 61.
(7) DVORETZKI et RICHTER, *J. Org. Chem.*, 18, 1953, p. 615.
(8) A. LESPAGNOL et D. BAR, *Bull. Soc. Pharm. Lille*, 1, 1948, p. 20.
(9) H. L. GOERING, T. RUBIN et M. S. NEWMANN, *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 787.

(*Laboratoire de Chimie organique industrielle, Faculté des Sciences, 1, rue Grandville, Nancy.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Remarques sur l'absorption dans l'ultraviolet moyen et le visible de quelques diaryltriazènes et de leurs dérivés N-acidylés.* Note de M. **PANOS GRAMMATICAKIS**, présentée par M. Marcel Delépine.

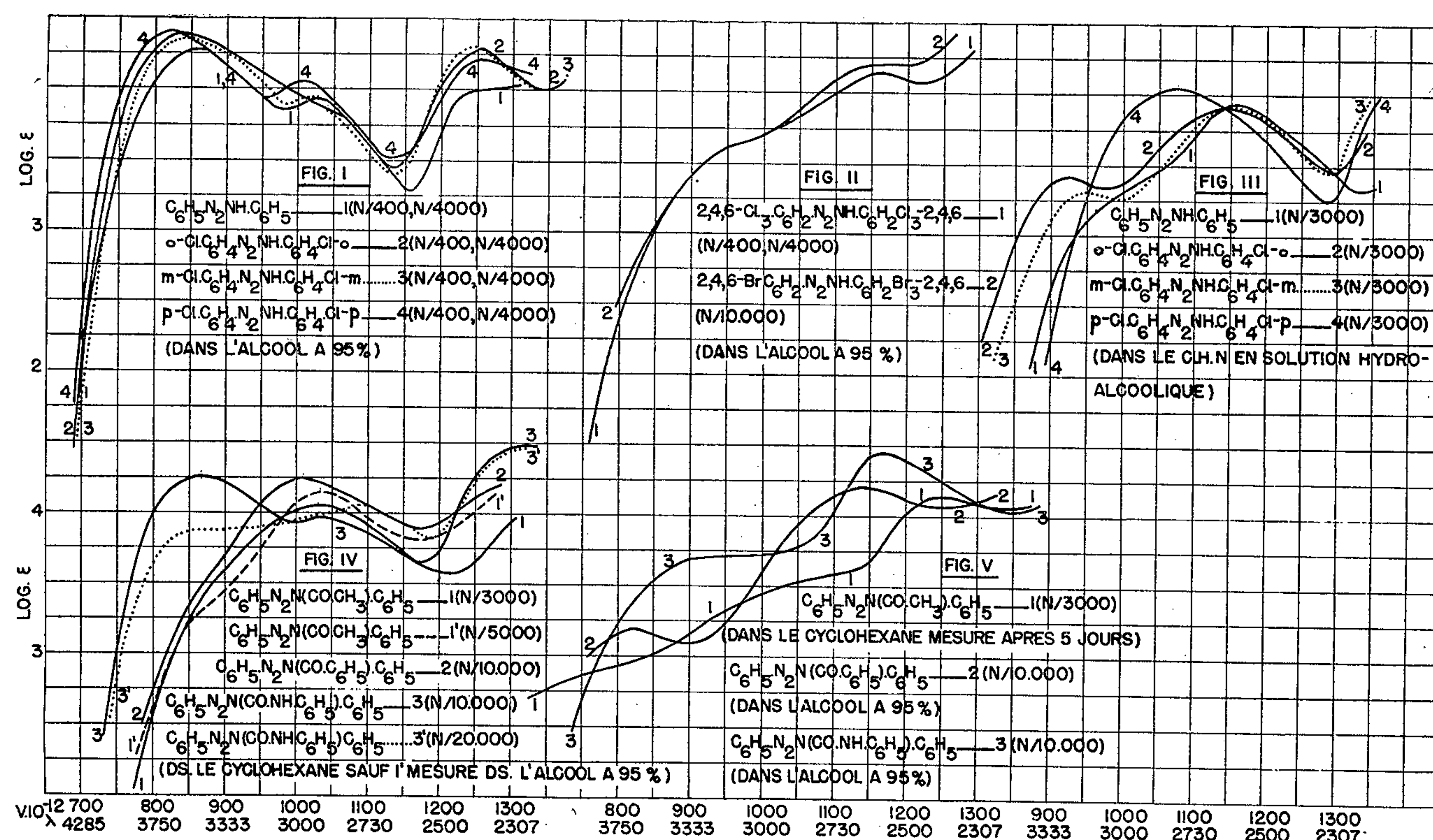
Étude des effets spectraux de la chloruration du diphényltriazène, l'acidification faible des solutions alcooliques du diphényltriazène et de ses dérivés chlorés et de la N-acidylation du diphényltriazène.

Au cours de recherches chimiques et spectrales systématiques sur les diaryltriazènes et leurs dérivés N-substitués, Ar.N : N.NR.Ar' (où Ar, Ar' = aryles ou groupements spectralement apparentés; R = alcoyle, aryle, acidyle) (1), j'ai, en particulier, étudié l'absorption dans l'ultraviolet moyen et le visible des composés suivants : *o.o'*-dichlorodiphényltriazène, *m.m'*-dichlorodiphényltriazène, *p.p'*-dichlorodiphényltriazène, hexachloro-2.4.6.2'.4'.6' diphényltriazène [F 142° (déc), 160° (2); Aiguilles (3) (alcool + éther)], hexabromo-2.4.6.2'.4'.6' diphényltriazène [F 168° (déc), 190°. Petits prismes (alcool + éther)], N-acétyl-diphényltriazène (F 138°-140°), N-benzoyl-diphényltriazène (F 131°) et N-phénylcarbamyl-diphényltriazène [F 128° (déc), 167°)].

Avant d'exposer quelques relations entre les comportements spectraux de ces substances, notons que : 1° les diaryltriazènes et leurs dérivés N-substitués ont, presque dans tous les cas étudiés jusqu'ici, des absorptions voisines de celles des arylidène-arylhydrazines et de leurs dérivés N-substitués correspondants et 2° les principales relations spectrales qualitatives entre les diaryltriazènes et leurs dérivés N-substitués sont, dans une certaine mesure, analogues à celles constatées entre les aroylarylamines et leurs dérivés N-substitués correspondants. Les groupements CO, CH : N et N : N paraissent, dans une certaine mesure, être à peu près équivalents dans les composés de forme Ar.X.NR.Ar' (où X = CO, CH : N, N : N).

Diaryltriazènes en solution neutre. — Tandis que les dichlorodiphényltriazènes ont, en solution alcoolique et cyclohexanique, des absorptions voisines de celle du diphényltriazène, l'hexachloro- et hexabromo-diphényl-

triazène ont, par contre, des courbes d'absorption profondément différentes de celle du diphényltriazène se rapprochant respectivement des courbes de la trichloro-2.4.6- et tribromo-2.4.6-anile du benzaldéhyde (effet spectral ortho anormal) (*fig.* 1 et 2).



Diaryltriazènes en milieu acide. — Les dichlorodiphényltriazènes isomères et le diphényltriazène ont, en solution dans le ClHN alcoolique et dans les conditions étudiées, des spectres profondément différents de ceux en solution neutre (effet hypsochrome très fort) et se rapprochant, dans une certaine mesure, des spectres de l'hexachloro- et hexabromo-diphényltriazène en solution neutre ([4]). L'écart spectral du diphényltriazène et des dichlorodiphényltriazènes est plus grand en solution acide qu'en solution neutre. Les principales relations spectrales qualitatives entre les dichlorodiphényltriazènes isomères sont analogues à celles constatées entre quelques composés benzéniques bisubstitués isomères (acides aminobenzoïques, etc.) (*fig.* 3).

Il est à noter que l'absorption du diphényltriazène en solution dans la NaOH N/50 hydroalcoolique est très voisine de celle en solution alcoolique.

L'étude des phénomènes d' « halochromie » et de « chromoïsomérie » que présentent les diaryltriazènes et d'autres composés azotés aromatiques et aromatoïdes (dérivés fonctionnels azotés des aldéhydes et cétones aromatiques et spectralement apparentés, azobenzène et ses dérivés, etc.) étant réservée pour un Mémoire ultérieur, je me limite à indiquer ici que l'absorption du diphényltriazène en solution alcoolique se déplace vers le visible

par augmentation forte de la concentration du milieu en acides (ClH, SO_2H_4, etc.) et en certaines bases (NaOH, KOH).

N-acidyl-diaryltriazènes. — Les N-acidyl-diphényltriazènes étudiés ont, en solution cyclohexanique mesurée rapidement après sa préparation, des spectres très différents de celui du diphényltriazène (effet hypsochrome de la N-acidylation), le N-phénylcarbamyl-diphényltriazène excepté (*fig.* 4). Le spectre de ce composé est voisin ou différent de celui du diphényltriazène suivant qu'il est déterminé à la concentration N/10 000 ou N/20 000; ceci montre l'instabilité de sa solution cyclohexanique dans les conditions expérimentales utilisées.

Il est à noter que la N-acidyl-diphényltriazènes sont, dans certaines conditions, instables, comme on peut facilement le constater d'après leurs spectres d'absorption. Ainsi, par exemple, ces composés ont, en solution dans l'alcool à 95 % ([5]) et en solution cyclohexanique mesurée après quatre ou cinq jours, des courbes dont les bandes les plus intenses sont voisines de celles des N-acidyl-anilines correspondantes ($CH_3.CO.NH.C_6H_5$, $C_6H_5.CO.NH.C_6H_5$, $C_6H_5.NH.CO.NH.C_6H_5$), ce qui indique leur décomposition vérifiée, en plus, par des procédés chimiques (*fig.* 5). L'instabilité des N-acidyl-diphényltriazènes, qui, dans une certaine mesure, se rapproche de celle des N-acidyl-N-benzoyl-anilines correspondantes, augmente avec la nature du groupement acidyle suivant l'ordre : acétyle $<$ benzoyle $\leq$ phénylcarbamyle.

Bref, l'acidification des solutions neutres des diaryltriazènes et la N-acidylation de ces substances produisent, en général, dans les conditions étudiées, un effet hypsochrome, en accord avec ce qu'on observe pour les arylamines et leurs différents dérivés N-substitués ([6]) (N-acidyl-arylamines, arylhydrazines, arylhydrazones, etc.).

([1]) *Bull. Soc. Chim.*, 1957, p. 129 et 139.

([2]) Les nombres après le F indiquent : le premier le F lent et le deuxième, s'il existe, le F instantané pris sur le bloc Maquenne.

([3]) Tous les produits étudiés dans cette Note sont *incolores*, sauf les dichlorodiphényltriazènes.

([4]) Les spectres d'absorption de l'hexachloro- et hexabromo-diphényltriazène ne sont pas sensiblement modifiés par acidification de leurs solutions alcooliques dans les conditions étudiées.

([5]) Les parties les plus intenses de l'absorption du N-acétyl-diphényltriazène en solution alcoolique mesurée rapidement ne sont pas modifiées.

([6]) L'interprétation théorique de ces résultats fera l'objet d'un Mémoire ultérieur.

PÉTROGRAPHIE. — *Pétrole et cuivre dans le Sahara central.*
Note [1] de feu **Conrad Kilian**, présentée par M. Charles Jacob.

Au cours de mon expédition de 1927-1928 au Sahara central j'ai fait les découvertes suivantes :

Pétrole. — Dans la corne Nord-Est du Mouydir ou Emmidir, à l'Est du point d'eau de Tiounkenine, en amont et rive droite de l'Oued, les schistes-carbons à Graptolithes passent à des schistes carburés ou bitumineux.

Dans la corne Nord-Ouest de ce même Mouydir, la structure (en dômes allongés) est favorable ainsi que les renseignements indigènes à la présence de pétrole exploitable liée à ces mêmes schistes siluriens à Graptolithes et des indices seraient à rechercher particulièrement dans le Djebel Idjerane et à Djograf-Aine Kahla plus au Sud.

Le 9 novembre dernier, j'ai donné ces indications oralement au Laboratoire de Géologie de la Sorbonne, à M. Lafitte et lui ai montré des échantillons des schistes noirs de Tiounkenine et rue de la Boétie à M. Tenaille devant MM. Colot, Lelubre et un troisième personnage.

J'ai souvent parlé des possibilités en hydrocarbures des schistes siluriens à Graptolithes par endroits au Sahara, antérieurement, depuis 1930 et notamment à MM. Blondel, Daumain, Menchikoff, Lelubre, et encore d'autres.

Cuivre. — J'ai trouvé un gisement de minerais de cuivre dont j'ai rapporté des échantillons mais sur lequel les nécessités de la route ne m'ont pas permis de faire des observations bien poussées, dans le Cristallin de l'anticlinal d'Amguid, côté Ouest de l'anticlinal, dans les pentes du soubassement des grès inférieurs et peu au Nord du passage à travers ces grès, là redressés, qu'emprunte la piste chamelière allant vers Aguelmame Arrène.

Des renseignements divers me permettent d'espérer que l'on trouvera un gisement de cuivre important plus à l'Est dans la région d'In Ebbegui-Iskaouene, plus particulièrement dans le Cristallin du haut de l'Oued Iskaouene.

Je me suis toujours proposé de repasser dans cette région d'Amguid et d'In Ebbegui-Iskaouene pour faire des recherches en développement de ma découverte de 1928; j'ai montré mes échantillons à MM. Blondel et Daumain et parlé de mes espoirs aussi à MM. Menchikoff et Lelubre. J'ai insisté auprès de M. M. Lelubre le 9 novembre dernier sur la solidité de ma croyance quant au filon Iskaouène-In Ebbegui.

....

[1] Extrait du pli cacheté déposé sous le n° 12.494, le 22 novembre 1948 et ouvert à la demande des héritiers, le 23 avril 1951.

PÉTROGRAPHIE. — *Séparation quantitative directe des minéraux d'un granite par flottation différentielle.* Note (*) de MM. **Marcel Roubault, André Bernard** et **Pierre Blazy**, présentée par M. René Perrin.

Nature et composition de la roche étudiée. — La roche étudiée, un granite du Morvan, est une roche leucocrate constituée par les espèces minérales suivantes : quartz, oligoclase, andésine, muscovite, biotite et, comme minéraux accessoires, apatite, sphène et limonite.

Sa composition chimique est : SiO_2, 71,22 % ; Al_2O_3, 16,94; Fe_2O_3, 0,47; FeO, 0,36; MnO, 0,01; MgO, 0,08; CaO, traces; Na_2O, 2,04; K_2O, 6,40; TiO_2, 0,15; P_2O_5, 0,16; H_2O combinée, 0,47; H_2O, 105°, 0,21; perte au feu, 0,49.

Le calcul suivant la méthode CIPW-Lacroix donne la composition virtuelle : quartz, 34,74 % et feldspath, 55,10 %.

Parallèlement la détermination du pourcentage des minéraux effectuée par la méthode de S. J. Shand sur trois plaques minces d'orientation quelconque (conditions opératoires courantes) est la suivante : quartz, 21,6 % ; feldspaths, 73,6 % et micas, 5,8 %.

Mode opératoire. — La présente étude a été réalisée à partir d'un lot de 100 kg de granite prélevé indépendamment de toute considération relative à la nature du massif échantillonné.

Le premier stade du concassage a été effectué dans un concasseur à mâchoires, le deuxième stade dans un concasseur à cylindres. Après concassage, le refus du tamis 1 mm a été traité dans un broyeur à disques pour être réduit à une taille inférieure à 1 mm et a été réuni ensuite à l'ensemble du lot concassé. La libération des différents constituants minéralogiques du granite a ainsi été opérée de façon telle que la proportion des grains mixtes restants soit sensiblement inférieure à 5 %, dans la mesure où, bien entendu, l'on ne considère que le quartz, les feldspaths et les micas ([1]).

La séparation proprement dite a d'abord comporté un premier stade au cours duquel les micas, après activation par un sel d'aluminium ont été flottés sélectivement au pH 5; les feldspaths ont été ensuite séparés au pH 2, le quartz étant déprimé par l'acide fluorhydrique. Les réactifs et les quantités utilisés sont donnés par le tableau ci-dessous :

	Flottation	
Réactifs.	des micas.	des feldspaths.
Chlorhydrate de stéarylamine	300 g/t	200 g/t
Fuel	1,5 l/t	0,7 l/t
Acide sulfurique	1 l/t	néant
Nitrate d'aluminium	20 g/t	néant
Acide fluorhydrique	néant	2 l/t

Résultats. — Les pourcentages de minéraux obtenus sont les suivants : quartz, 33,80 % ; feldspaths, 53,3 % ; micas, 12,9 %.

Le taux de récupération a été de 99 % pour les micas, 96 % pour les feldspaths et 99,5 % pour le quartz. La pureté des concentrés est également très satisfaisante :

	Concentré		
	micas.	feldspaths.	quartz.
Micas (%)	98,3	0,15	0
Feldspaths (%)	1,7	99,55	3
Quartz (%)	0	0,3	97

Interprétation et conclusions. — Une telle étude incite immédiatement à une comparaison avec les pourcentages obtenus par les méthodes classiques.

	CIPW.	Platine intégratrice.	Flottation.
Quartz (%)	34,74	21,6	33,80
Feldspaths (%)	55,10	72,6	53,3
Micas (%)	–	5,8	12,9

L'écart entre les pourcentages mesurés par flottation et les pourcentages calculés à partir de l'analyse chimique est faible; les teneurs modales de CIPW ne sont par ailleurs qu'une approximation obtenue par un calcul, précieux pour les besoins de la classification correspondante, mais arbitraire puisque les termes minéralogiques obtenus peuvent être virtuels, et ne constituent qu'un regroupement des éléments chimiques en minéraux de roche. La séparation quantitative directe offre un moyen de chiffrer cette approximation et dans le cas étudié ci-dessus, l'approximation pour les quantités de quartz et feldspath est excellente.

Par contre, l'écart entre les pourcentages mesurés par flottation et à l'aide de la platine intégratrice est considérable et ne semble pas devoir être imputé aux conditions opératoires et aux erreurs de mesure; nous pensons qu'il est relatif à la nature même des grandeurs mesurées.

L'analyse par flottation, qui porte sur des minéraux détachés les uns des autres, est indépendante des relations spatiales initiales de ces minéraux et donne effectivement leurs teneurs moyennes dans un volume donné, c'est-à-dire les teneurs envisagées par les auteurs qui font intervenir ces pourcentages dans la classification des roches ou l'étude des phénomènes pétrogénétiques.

Par contre, l'interprétation des résultats obtenus par la platine intégratrice est plus délicate. Dans l'immense majorité des cas, la répartition des minéraux dans une roche n'est pas quelconque; il existe entre eux des corrélations qui sont liées en particulier à la texture et à la structure. Si l'on admet avec L. H. Ahrens [2] que la distribution des minéraux dans une roche généti-

quement homogène est lognormale, il est logique d'admettre que les teneurs en minéraux déterminées à l'aide de cette méthode sont les teneurs les plus fréquentes dans des conditions données et non les teneurs moyennes; et ceci expliquerait l'écart observé entre les valeurs obtenues par les deux méthodes.

Les résultats exposés dans la présente Note montrent l'intérêt qui devra être attaché à de nouvelles recherches dans la même voie; dès maintenant il est permis de se demander si la méthode de la platine intégratrice est bien adaptée aux problèmes qu'on désire élucider à l'aide de son emploi.

(*) Séance du 16 septembre 1957.

(1) Nous n'avons tenu compte dans cette évaluation du degré de libération que de la dimension moyenne des grains.

(2) *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **5** et **6**, 1954; **11**, 1957.

HISTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Divers types de scléréides et d'éléments à ponctuations aréolées chez le* Trachymene juncea *Bunge* (= Siebera juncea *Benth.*). Note (*) de M. **Robert Lemesle**, présentée par M. René Souèges.

Le xérophytisme intense du *Trachymene juncea* se manifeste surtout par l'abondance des scléréides dans les divers parenchymes. Le bois secondaire se fait remarquer par la coexistence de types très variés d'éléments à ponctuations aréolées.

Le *Trachymene juncea* Bunge, Ombellifère Hydrocotyloïdée classée dans la section *Platymene* DC., est un xérophyte à port aphylle originaire du Sud-Ouest de l'Australie.

Lorsque le diamètre de la tige de cette espèce dépasse 3 mm, le liber et le bois se réunissent en un cercle complet, en même temps qu'un considérable stéréome se différencie dans les divers parenchymes.

La zone corticale renferme : — 1° De nombreuses brachyscléréides de 18 à 50 μ, tantôt isolées, tantôt groupées en amas plus ou moins volumineux. — 2° Des macroscléréides assez courtes, à extrémités tronquées, de 50 à 70 μ sur 15 μ de largeur. — 3° D'autres macroscléréides mesurant jusqu'à 150 μ sur 20 μ, tronquées ou arrondies à chaque bout.

Le péricycle se fait remarquer par la présence de puissants cordons de scléréides de 100 à 250 μ, atteignant même parfois 360 μ sur un diamètre de 15 à 30 μ; leurs extrémités sont tantôt tronquées ou arrondies, tantôt en pointe plus ou moins mousse. Dans l'intervalle de ces cordons de stéréome, on voit aussi de plus courtes scléréides de 40 à 80 μ.

A l'intérieur du liber secondaire, on observe tous les intermédiaires entre les longues macroscléréides tronquées (parfois 180 μ) et les « scléréides en forme de fibres » caractérisées par leurs extrémités effilées.

Dans une tige de 4,5 mm de diamètre, le cylindre ligneux atteint une largeur de 1,4 mm. La moelle persiste entièrement; on y constate, à ce niveau, la présence de files de brachyscléréides de 30 à 55 μ, puis de macroscléréides dont la longueur s'élève jusqu'à 100 μ.

Le bois secondaire constitue un puissant anneau fibreux dans lequel se trouvent plongés des vaisseaux groupés en plages irrégulières. Ce xylème renferme : — 1° De volumineux paquets de fibres libriformes (140 à 400 μ); — 2° Des trachéides à nombreuses ponctuations aréolées elliptiques ou étirées, dont la longueur peut atteindre 250 μ sur 15 à 25 μ; les unes, « trachéides vraies », restent dépourvues de perforations; les autres, « trachéides ouvertes », sont munies de perforations ovoïdes situées, soit près de chaque bout, soit vers le milieu.

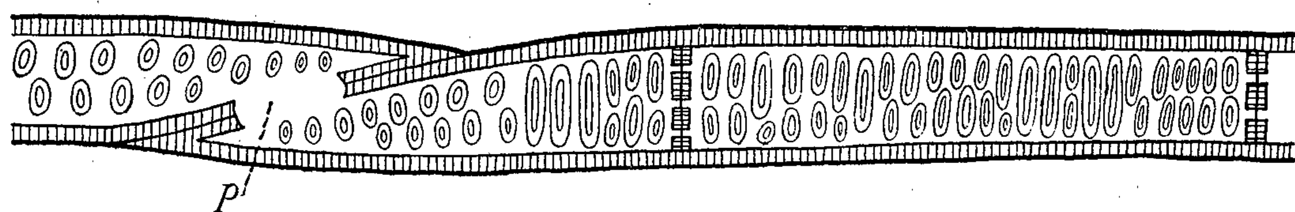


Fig. 1 (schématique). — Portions de « pseudo-trachéides perforées »; *p*, perforation, vue de profil, établissant une communication entre les cavités de deux pseudo-trachéides superposées.

Ce bois contient aussi des files verticales d'éléments de parenchyme sclérifié terminées en pointe à chaque extrémité. Chacune de ces files se compose de 2 à 4 cellules allongées, à ponctuations aréolées étirées. Nous nous trouvons en présence de « pseudo-trachéides » d'une longueur de 140 à 250 μ. Quelques-unes se distinguent par leur paroi percée d'une perforation au voisinage de chaque pointe terminale (*fig.* 1); ces « pseudo-trachéides perforées » coexistent ainsi dans ce xylème avec des « pseudo-trachéides » dépourvues de perforations. Une telle association de ces deux types n'avait pas encore été signalée.

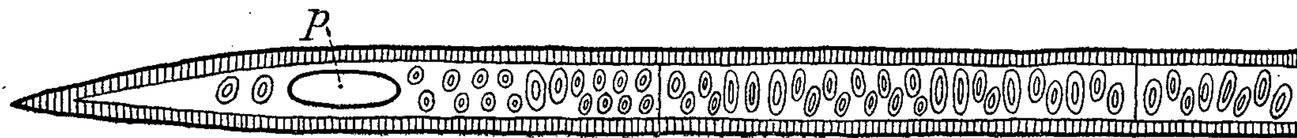


Fig. 2 (schématique). — Portion d'une trachéide ouverte, dont la cavité est divisée en compartiments par de minces septums; *p*, perforation vue de face.

De plus, nous observons quelques fibres de 350 à 400 μ, à nombreuses petites aréoles, et à paroi creusée d'une perforation à proximité de chaque bout. Leur cavité se montre divisée en compartiments par de minces septums de nature pectocellulosique (*fig.* 2). Nous les considérons comme des intermédiaires entre les trachéides et les pseudo-trachéides perforées.

(*) Séance du 30 septembre 1957.

BLASTOGÉNIE DESCRIPTIVE. — *Sur une interprétation nouvelle de l'embryon des Graminées : La nature axillaire de la gemmule.* Note (*) de M. **Henri Jacques-Félix**, présentée par M. René Souèges.

La morphologie comparée des organes de l'embryon et de la plante adulte, en déduisant les homologies de position des homologies de structure, confirme, pour les Graminées, l'opinion d'une origine axillaire de la gemmule.

Les multiples interprétations dont a été l'objet l'embryon des Graminées depuis Malpighi (1807) indiquent bien qu'aucune n'est satisfaisante. Certaines acquisitions sont, cependant, définitives. C'est ainsi que la piléole (coléoptile) est assimilée sans discussion à un organe foliaire, plus exactement, à la préfeuille. Cette opinion, déjà ancienne, a été fortement confirmée par J. R. Reeder ([1]). On ne peut donc plus considérer la piléole comme une ligule du scutellum ni considérer ces deux organes comme des membres foliaires directement superposés. Cependant, les auteurs ont éludé la difficulté, par exemple en situant, contre toute évidence, l'épiblaste à un niveau d'insertion intermédiaire à ceux du scutellum et de la piléole ([2]).

Un autre problème que pose l'embryon des Graminées est la position latérale de la gemmule lors de sa différenciation sur le proembryon. C. W. Wardlaw ([3]), qui est parmi les plus récents auteurs à avoir traité de cette question, s'attache à réfuter l'impression d'une gemmule latérale.

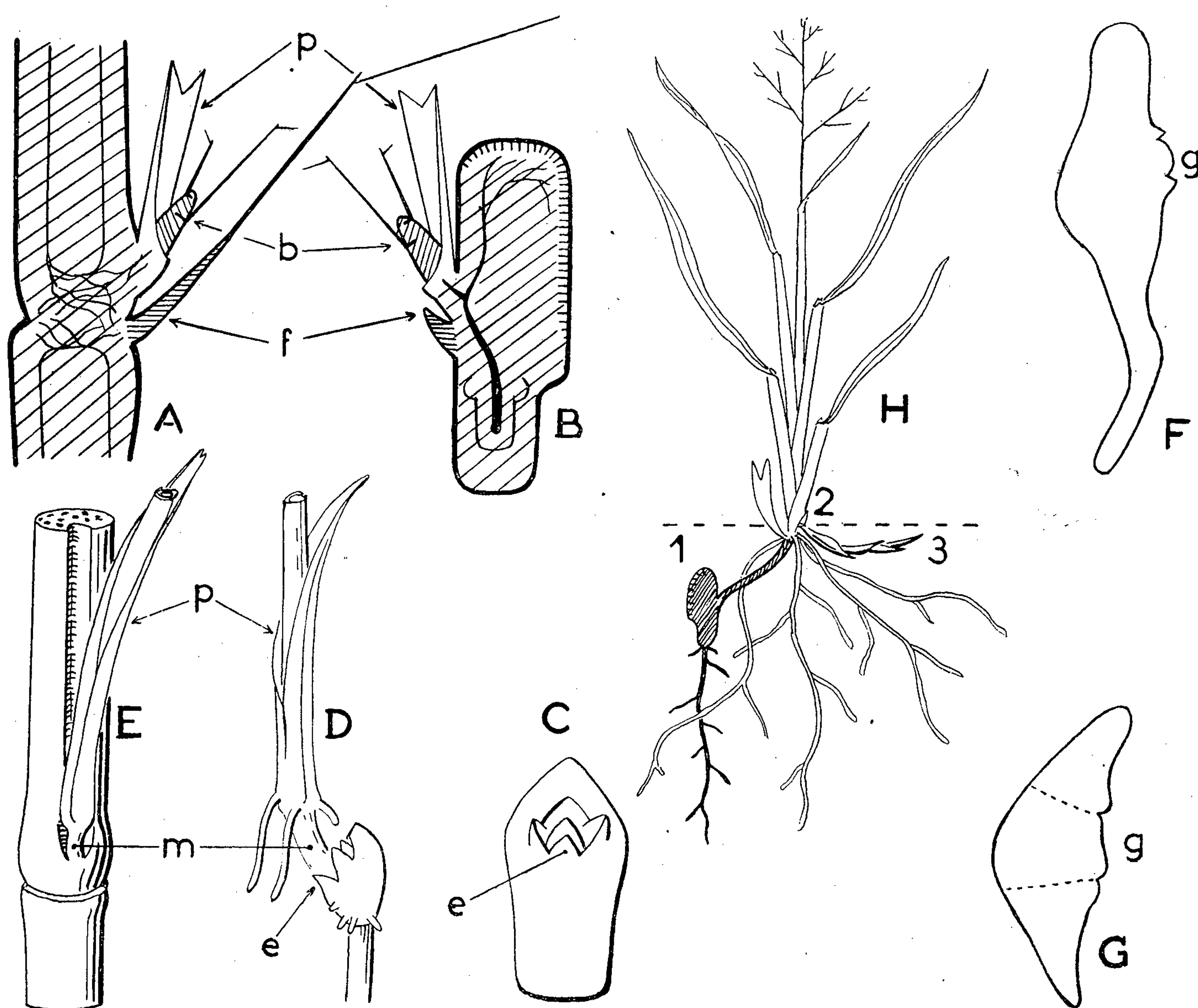
L'étude morphologique d'embryons et de plantules de Graminées appartenant à diverses tribus tropicales : *Bambuseæ*, *Oryzeæ*, *Paniceæ*, *Andropogoneæ*, *Maydeæ*, etc., m'a amené à tirer les conséquences rigoureuses de l'homologie entre la piléole et la préfeuille et à faire une révision critique des travaux antérieurs.

La préfeuille est un organe binervié, bicaréné, sans limbe, porté comme premier membre par le bourgeon, latent ou développé, qui naît à chacun des nœuds de la tige. Sa position est toujours définie : elle fait face à la feuille axillante et elle s'adosse à l'axe dont le bourgeon procède (*fig.* E).

La piléole est exactement identique avec une symétrie plane et dorsiventrale reconnaissable à ses deux nervures et à son ouverture lors de la germination (*fig.* D).

L'homologie de structure avec la préfeuille entraîne l'homologie de position : 1° *Le scutellum sur qui s'adosse la piléole est l'axe de l'embryon*; 2° *L'épiblaste qui lui fait face est le rudiment de la feuille axillante*; 3° *La gemmule, dont la piléole est la préfeuille, est un bourgeon latéral de l'embryon.* Ce mode de développement *est le premier acte de la croissance sympodiale* normale chez les Graminées vivaces.

Cette interprétation, exclusivement déduite de l'observation morphologique et indépendamment même des travaux d'embryologie, s'écarte radicalement de toutes celles qui ont été précédemment émises sur le strict sujet de l'embryon des Graminées. Mais si l'on consulte les recherches sur l'embryogenèse des Monocotylédones, on constate que R. Souèges, dès 1931 (4), tirait de l'étude du *Sagittaria sagittæfolia* cette même constatation et en



A. Schéma d'une tige de Graminée au niveau d'un nœud montrant l'insertion d'un bourgeon (*b*) avec sa préfeuille (*p*) et la feuille axillante (*f*). — B. Schéma d'un embryon de Graminée montrant les analogies entre : la piléole (*p*) et la préfeuille, la « gemmule » (*b*) et le bourgeon, l'épiblaste (*f*) et la feuille axillante, d'où il peut être déduit que le scutellum est l'équivalent d'un axe et la gemmule l'équivalent d'un rameau latéral. — C. Embryon isolé d'*Oryza Stapfii* vu de face montrant l'épiblaste (*e*) et ses deux auricules entourant la gemmule, (× 16). — D. Germination du même *Oryza* montrant l'embryon isolé du grain, le premier entrenœud (*m*), le nœud piléolaire avec ses racines adventives, la piléole (*p*), (× 2,5). — E. Bourgeon axillaire (feuille axillante enlevée) de *Pennisetum violaceum* montrant les analogies entre préfeuille et piléole, entre premier entrenœud et « mésocotyle », (G. N.). — F. Schéma d'un proembryon de *Sorghum* (d'après Artschwager et Mc Guire : *J. Agric. Research*, 1949), montrant le point de différenciation de la gemmule (*g*). — G. Schéma d'un proembryon de *Poa* [d'après R. Souèges (7)] montrant le point de différenciation de la gemmule (*g*). — H. Schéma d'un pied de Graminée montrant comment se fait la substitution, partielle ou complète, des racines séminales par celles du premier nœud et la succession des axes 1, 2, 3.

proposait la généralisation à l'ensemble des Monocotylédones : « Chez les Monocotylédones, le mode de croissance est généralement sympodique et se retrouve dans l'embryon, où l'axe principal avorte en donnant le cotylédon terminal, tandis que latéralement se différencie un nouvel axe de croissance qui se comporte comme le premier ». Plus récemment, ce même auteur a encore confirmé ce point de vue au sujet du *Potamogeton natans* (5).

L'épiblaste généralement considéré comme membre foliaire est confirmé dans cette homologie par la présente conception qui précise, en outre, sa position axillante sur le nœud unique de l'axe embryonnaire. Si l'épiblaste manque dans certains groupes, il se complète, au contraire, chez les *Oryza* (*fig.* C, D), de deux auricules latérales qui ajoutent à son caractère de rudiment foliaire.

La comparaison entre la « gemmule » et un bourgeon de chaume montre que le « mésocotyle » des auteurs est tout simplement le premier entrenœud (*fig.* D, E) et, comme l'avait déjà proposé Lucy Boyd (6), ce terme doit disparaître.

Les auteurs qui ont étudié l'embryon en cours de développement le décrivent comme ayant, avant la différenciation des organes, une forme turbinée, ou renflée en massue du côté opposé au suspenseur. Selon R. Souèges (7), on distingue, à ce stade, trois étages principaux : le supérieur qui s'allongera pour fournir le scutellum; l'inférieur aux dépens duquel se différenciera la radicule; le médian qui est échancré sur la face opposée à l'albumen là où se développera la gemmule.

Pour nous, c'est ce corps embryonnaire rudimentaire qui constitue l'embryon proprement dit, le « télome » initial dont l'axe est parfaitement bipolaire et la croissance définie. *Il réalise l'étape hétérotrophique du sporophyte* grâce à son cotylédon assimilateur apical, alors que radicule (coléorhize) et feuille (épiblaste) restent peu différenciées et non fonctionnelles. Les étapes ultérieures du développement, préalables à la germination, seront marquées par la naissance de membres latéraux ou de remplacement : la gemmule qui est le bourgeon caulinaire de l'hypocotyle; la (ou les) racine séminale endogène qui se développe à partir de la radicule (coléorhize des auteurs) et se substitue à elle.

Je me réserve de préciser ultérieurement ce dernier point ainsi que les conséquences terminologiques de cette conception et ses répercussions sur l'interprétation habituelle des embryons monocotylés.

(*) Séance du 30 septembre 1957.

(1) *Amer. J. Bot.*, 40, 1953, p. 77-80.

(2) Ph. Van Tieghem, *Ann. Sc. nat. Bot.*, 8e série, 3, 1897, p. 259-309.

(3) *Embryogenesis in Plants*, 1954 : *Gramineæ*, p. 270-278.

(4) *Ann. Sc. nat. Bot.*, 10e série, 13, 1931, p 353-402.

(5) R. Souèges, *Ann. Sc. nat. Bot.*, 10e série, 15, 1954.

(6) *Trans. Bot. Soc. Edin.*, 30, 1931, p. 286-203.
(7) *Comptes rendus*, 178, 1924, p. 1307.

(*Office de la Recherche Scientifique et Technique Outre-Mer*, *C. T. A. T.*, *Nogent-sur-Marne.*)

ALGOLOGIE. — *La gamétogénèse chez l'*Acetabularia mediterranea *Lamouroux, Dasycladacée.* Note (*) de Mlle **Simone Dao**, présentée par M. Lucien Plantefol.

Chez l'*Acetabularia mediterranea* se rencontrent deux modes de reproduction : une multiplication asexuelle par zoospores et une reproduction par gamètes sexués mâles et femelles de tailles différentes.

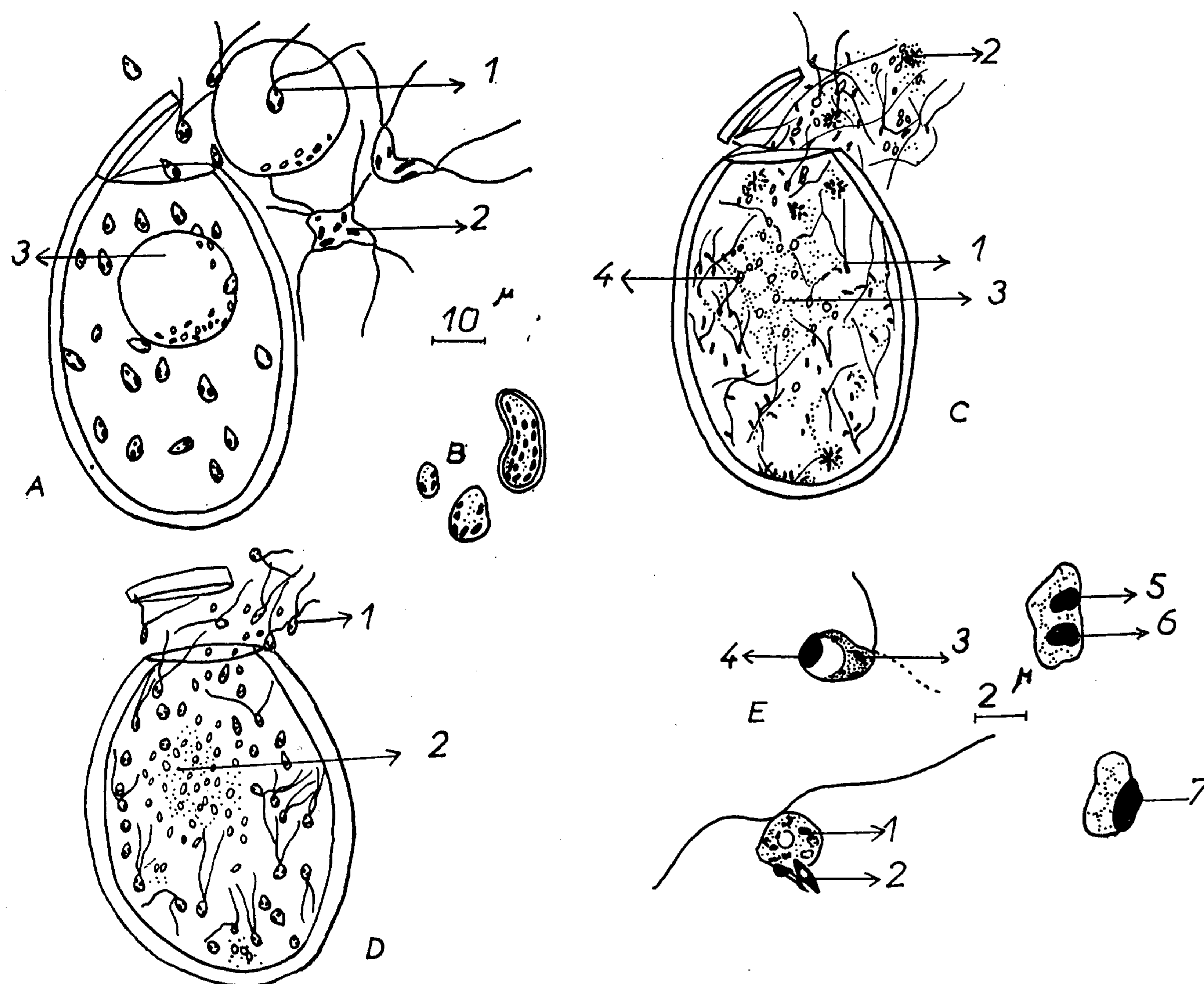
En 1877, A. de Bary et E. Strasburger (1), parlèrent pour la première fois de la reproduction de l'*Acetabularia mediterranea* en interprétant de façon très différente les phénomènes qu'ils avaient observés; depuis, J. Hæmmerling et ses élèves ont conclu à un mode de reproduction sexuel avec isogamie (2).

Dans nos cultures, les plantes se trouvent non dans le milieu riche et complexe : eau de mer-solution de terre (*Erdschreiber*) qu'utilise J. Hæmmerling, mais simplement dans de l'eau de mer ou de l'eau de mer additionnée d'un acide aminé déterminé (3). Dans ces conditions, si le développement végétatif correspond en tous points aux descriptions des chercheurs précités, il n'en est plus de même des phénomènes sexuels.

En effet, l'observation vitale avec un fort objectif permettant l'immersion à l'eau (×50), montre qu'une partie seulement des cystes replacés à la lumière après un séjour à l'obscurité, libèrent les gros éléments reproducteurs (approximativement 5/10 μ) décrits précédemment. Dans ces cystes, le cytoplasme se fragmente rapidement et après quelques jours apparaissent des organismes biflagellés, possédant des plastes identiques en taille à ceux de la plante mère et un stigma rouge dans la portion antérieure. Ils restent parfois accolés par deux, trois ou plus, ce qui donne des images semblables à celles d'une fécondation, mais le plus souvent sont libres. Après une période de nage active, les uns et les autres se fixent; leur germination est directe et immédiate et la croissance des plantules, rapide (*fig.* A et B). Tous ces caractères laissent penser que ce mode de *multiplication* est *asexuel, par zoospores.*

Par contre, pour la plupart des cystes, le développement est plus lent. Au cours d'une période d'une ou plusieurs semaines après le retour à la lumière et suivant l'état de maturité, le contenu se divise, les plastes en particulier. Certains des cystes produisent des éléments biflagellés de grandeur moyenne (2/3-4 μ) qui possèdent deux ou trois chloroplastes

petits; dans d'autres, les individus élaborés sont minuscules (0,5/1-2 μ), biflagellés aussi; leur structure est indiscernable sur le vivant au grossissement utilisé.



Cystes, zoospores et gamètes chez l'*Acetabularia mediterranea*.

A. Cyste à zoospores : 1, une zoospore; 2, groupe de zoospores non séparées; 3, restes vacuolaires.
B. Germinations provenant de zoospores.
C. Cyste à gamètes mâles : 1, gamète mâle; 2, groupe de gamètes non séparés; 3, réseau cytoplasmique; 4, restes de paraplasme.
D. Cyste à gamètes femelles : 1, gamète femelle; 2, restes de paraplasme.
E. Stades de la fécondation (fixation au Carnoy et coloration à l'azocarmin acétique). 1, gamète femelle; 2, gamète mâle; 3, noyau femelle; 4, pronucleus mâle; 5, pronucleus femelle; 6, pronucleus mâle; 7, noyau de fécondation.

Ces gamètes très actifs se fécondent entre eux à une vitesse étonnante qui rend l'observation difficile. Les plus petits, qui ne développent pas toujours leurs flagelles et surtout les perdent très vite, sont souvent assemblés en amas; des restes de cytoplasme étiré et des morceaux de flagelles les emballent et forment un réseau dans lequel viennent se prendre au piège les gamètes plus volumineux que nous interprétons comme femelles, les premiers étant les mâles. La taille de ceux-ci est si exiguë que nous les

avons longtemps considérés comme des bactéries, jusqu'à ce que des émissions spectaculaires nous aient convaincue; la découverte de leurs deux flagelles sur des préparations fixées et colorées, ainsi que celle du processus de fécondation, ne laissent subsister aucun doute. Lorsqu'un gamète femelle entre en contact avec un gamète mâle ou même simplement pénètre dans une zone où des gamètes mâles sont agglomérés, sa nage est souvent immédiatement stoppée. La fusion en un zygote s'accompagne de changements caractéristiques dans la structure nucléaire de l'organisme femelle, changements observables après fixation et coloration. Un pronucleus très chromophile s'élabore, identique à celui qu'apporte l'individu mâle; ces deux éléments nucléaires se rapprochent puis se soudent en donnant le noyau primaire de l'Acétabulaire. Les œufs ainsi formés demeurent plusieurs semaines et même plusieurs mois en état de repos apparent; les premiers indices de vie active se décèlent au niveau des plastes qui grossissent et semblent plus verts. Il y a donc une *reproduction sexuée* par *gamètes anisogames*.

Au total, les cystes de l'*Acetabularia mediterranea* peuvent produire, soit de grosses zoospores biflagellées dont la germination est immédiate et rapide, soit des gamètes mâles et femelles de taille différente qui se fécondent entre eux et dont les zygotes se développent lentement. L'apparition de zoospores ou de gamètes semble conditionnée par le facteur nutritif.

(*) Séance du 30 septembre 1957.
(1) *Bot. Z.*, 35, 1877, p. 713-755.
(2) *Arch. Protistenkde*, 83, 1934, p. 57-77.
(3) S. DAO, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1552.

(*Laboratoire de Botanique de la Sorbonne.*)

PHYTOCHIMIE. — *Examen en électrophorèse sur papier des alcaloïdes totaux de diverses espèces de Pervenches.* Note (*) de M. **René-Raymond Paris** et Mme **Hélène Moyse**, présentée par M. René Souèges.

L'électrophorèse sur papier semble une méthode simple et rapide pour l'étude du contenu alcaloïdique complexe des Pervenches. Neuf espèces ont été examinées, quatre appartenant au genre *Catharanthus* qui apparaît homogène à ce point de vue. En ce qui concerne les *Vinca*, de composition plus diverse, l'électrophorèse est utile pour la séparation d'espèces d'individualité contestée.

La découverte d'alcaloïdes indoliques chez les Pervenches, Apocynacées indigènes ou exotiques, réparties actuellement dans les deux genres voisins *Vinca* L. et *Catharanthus* G. Don (= *Lochnera* Reichb.), a provoqué des travaux récents, aboutissant à l'isolement d'une douzaine de bases

cristallisées. Dans le but d'examiner dans son ensemble le contenu alcaloïdique complexe de ces plantes et de comparer les différentes espèces, a été utilisée la microélectrophorèse sur papier, méthode déjà appliquée avec succès à des drogues à alcaloïdes, en particulier à des Génistées indigènes ([1]) et à divers *Rauwolfia* ([2]).

Les alcaloïdes totaux ont été extraits à partir de 5 à 20 g de drogue séchée et pulvérisée, imbibée d'ammoniaque au demi, mise à macérer pendant 48 h dans 10 parties du mélange éther-chloroforme (3-1, en volume). Les liqueurs sont filtrées, le marc est rincé à deux reprises avec le solvant. La solution organique est épuisée par l'acide acétique à 5 %. Les liqueurs aqueuses, alcalinisées par l'ammoniaque, sont épuisées par le mélange éther-chloroforme. Après dessiccation sur sulfate de sodium anhydre, la liqueur organique est évaporée à l'air libre. Le résidu est séché dans une cloche à vide en présence d'anhydride phosphorique et pesé. Les teneurs en alcaloïdes totaux ont été ainsi déterminées dans dix-huit échantillons appartenant à neuf espèces :

	Alcaloïdes de la drogue sèche (%).
Catharanthus roseus G. Don (= *Vinca rosea* L.)	
racines, Madagascar 1952	0,56
» Indochine 1954	0,63
» Guadeloupe 1956	0,22
» Madagascar 1956 (forme pubescente)	0,52
sommités, Madagascar 1956 (forme pubescente)	0,16
Catharanthus lanceus (Boj. ex A. D. C.) Pichon	
racines, Madagascar 1956	0,63
sommités, » »	0,21
Catharanthus longifolius Pichon	
racines, Madagascar 1957	0,43
feuilles, » »	0,10
Catharanthus trichophyllus (Baker) Pichon	
plante entière, Madagascar 1957	0,70
Vinca minor L.	
1° plante entière, région parisienne 1957	0,53
2° » » » » »	0,34
Vinca major L.	
1° plante entière, région parisienne 1957	0,34
2° » » » » »	0,54
Vinca difformis Pourr. (= *V. media* Hoffmg. et Link.)	
1° plante entière, Var 1955	0,38
2° » » Corse 1957	0,62
Vinca herbacea Waldst. et Kit.	
sommités, Muséum de Paris 1957	0,75
Vinca libanotica Zucc.	
plante entière, Liban 1957	0,92

Notons la teneur relativement élevée rencontrée chez les *Vinca libanotica* et *V. herbacea*. La première espèce n'avait pas encore été étudiée au point de vue chimique à notre connaissance. Chez le *V. herbacea*, les alcaloïdes avaient simplement été détectés par Vintilesco et Joanid, puis par Zolotniskaya.

Les résidus alcaloïdiques en solution à 2 % dans l'alcool éthylique à 95^c ont été soumis à la microélectrophorèse sur papier dans l'appareil de Macheboeuf et Rebeyrotte, en utilisant le papier d'Arches 301 et un tampon pH 1,5 (acide formique 2 N) (durée 2 h, 10 V/cm; 0,5 mA/cm; température, 20°; prise d'essai, 5 μl). La révélation s'effectue par examen de la fluorescence en lumière ultraviolette.

Pour tous les échantillons d'alcaloïdes totaux de *Catharanthus* les ionogrammes sont très voisins, ce qui dénote une analogie de composition : A (d = 6,8 cm de la ligne de départ pour le centre de la tache), petite tache bleu violacé (très peu marquée pour *C. trichophyllus*); B (d = 5,8), ocre terne; C, tache principale (d = 4,5) bleu-vert pâle, correspondant au groupe ajmalicine-yohimbine (ces deux alcaloïdes employés comme témoins donnent des taches très voisines, celle de l'yohimbine, de teinte plus bleutée migre légèrement plus, d = 4,8, que celle de l'ajmalicine, d'un vert plus jaune d = 4,5); D, gris vert pâle (d = 3,3); E, traînée ocre (d = 2); F, bleu violacé faible (d = 0,8).

On peut présumer que les *C. longifolius* et *C. trichophyllus* qui ont fait l'objet d'une étude préliminaire de Pernet et collaborateurs ([3]) renferment de la δ-yohimbine ou ajmalicine comme les *C. roseus* et *C. lanceus* ([4]), ([5]).

En ce qui concerne les *Vinca*, les ionogrammes, distincts de ceux des *Catharanthus*, diffèrent également entre eux.

Chez le *V. minor* (ionogrammes analogues pour les deux échantillons examinés) : A, tache jaune-vert brillant (d = 6,3); B, tache brun violacé (apparaissant dans le visible après séchage d = 5,5); C, jaune (d = 5); C, bleu pâle (d = 4,2); E, ocre (d = 3); F, bleu pâle (d = 0,8). Pour le *V. major*, la succession des teintes suivantes a été observée pour les alcaloïdes totaux des deux échantillons étudiés : A, traînée ocre pâle (d = 7); B, jaune vert (d = 6); C, bleu-vert pâle (d = 5); D, gris (d = 4,2); E, jaune-vert (d = 3,5); F, ocre (d = 3); G, bleu pâle (d = 1). Chez le *V. difformis*, des différences ont été notées dans les deux échantillons : Lot 1-A, jaune-vert (d = 6); B, bleu-vert (d = 5); C, gris bleu (d = 4,5); D, jaune (d = 3,7); E, ocre (d = 3); F, bleu pâle (d = 0,6). Lot 2-A, ocre (d = 6,8); B, jaune vert (d = 5,6); C, bleu gris (d = 4,8); D, jaune-vert brillant (d = 3,7); E, ocre (d = 2,5); F, bleu pâle (d = 1). Rappelons que si Pichon ne fait de cette espèce qu'une variété du *V. major*, les alcaloïdes qui en ont été isolés jusqu'à présent ([6]) sont différents de ceux du *V. major*. *V. herbacea* : A, brun ocre (d = 5,6); B, gris (d = 5); C, bleu-vert intense

($d = 4,4$); D, jaune-vert ($d = 3,6$); E, traînée ocre ($d = 2,5$); F, bleu pâle ($d = 0,6$). *V. libanotica :* bien que cette espèce soit considérée comme une variété de la précédente par Pichon (7), l'ionogramme de ses alcaloïdes est différent : A, brun ($d = 6,8$); B, bleu-vert ($d = 5,2$); C, jaune-vert intense ($d = 4,5$); D, bleu-vert pâle ($d = 4$); E, jaune ($d = 3,4$); F, bleu pâle ($d = 0,6$).

De tels essais devront être repris sur de nombreux échantillons d'une même espèce, sur chaque organe séparé et à différents moments de la végétation. Il semble dès maintenant que cette méthode, rapide et ne nécessitant pas de grandes quantités de matière première, puisse donner des résultats intéressants pour l'étude de la composition alcaloïdique complexe des Pervenches.

Les résultats obtenus jusqu'à présent montrent la parenté des différentes espèces de *Catharanthus* et justifient la séparation de l'ancien genre *Vinca* en *Catharanthus* et *Vinca* (*sensu stricto*). Chez les *Vinca*, l'électrophorèse pourra intervenir utilement, semble-t-il, pour infirmer ou confirmer l'individualité de certaines espèces.

(*) Séance du 30 septembre 1957.

(1) R. Paris et G. Faugeras, *Ann. pharm. fr.*, **13**, 1955, p. 359.

(2) R. Paris et G. Dillemann, *Ann. pharm. fr.*, **14**, 1956, p. 505.

(3) R. Pernet, G. Meyer, J. Bosser et G. Ratsiandavana, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1352.

(4) R. Paris et Mme H. Moyse-Mignon, *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 1993.

(5) M. M. Janot et J. Le Men, *Comptes rendus*, **239**, 1954, p. 1311 et **243**, 1956, p. 1789.

(6) M. M. Janot, J. Le Men et Y. Hammouda, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 85.

(7) M. Pichon, *Bull. Mus. Hist. nat.*, **23**, 1951, p. 439.

PHYSIOLOGIE. — *La réaction ovarienne provoquée chez le Serin des Jardins par la gonadotrophine équine est liée à l'état initial de la gonade.* Note de M. **Léon Vaugien**, transmise par M. Léon Binet.

J'ai montré précédemment que l'injection de gonadotrophine équine peut toujours stimuler l'ovaire du Moineau domestique (1) et du Chardonneret (2) et que l'importance de la réaction est en relation avec l'état initial de l'ovaire apprécié par la taille du plus gros follicule : l'intensité de la vitellogénèse et, par suite, la rapidité de la ponte paraissent subordonnées aux conditions intrinsèques régnant aux différentes phases de la croissance ovocytaire.

Je me suis proposé de compléter ces données en administrant la gonadotrophine à des femelles dont l'ovaire se trouvait naturellement ou fut amené artificiellement, soit par illumination, soit par injection d'œstrogène, à divers degrés d'activation.

Les expériences ont été réalisées avec un groupe de jeunes femelles de Cini ou Serin des Jardins — *Serinus hortulanus* (*K*) — capturées en automne. L'appareil génital des femelles témoins demeurées à la lumière naturelle a poursuivi, jusqu'au mois de mai suivant, *une évolution lente mais continue :* le poids moyen de l'ovaire est passé graduellement de 1,8 mg en octobre à 16 mg en mai; pendant la même période, la taille du plus gros ovocyte, déterminée après dilacération de l'ovaire dans le sérum physiologique, progressait de 210 à 860 μ, tandis que la moyenne générale du plus petit ovocyte repéré se haussait de 38,5 à 42 μ ([3]).

En janvier, des femelles âgées de 6 mois environ et réparties en deux lots, reçurent, tous les 3 jours, une injection intramusculaire de 100 U. I. de gonadotrophine sérique de jument gravide.

— *Le premier lot* soumis aux injections groupait des captives toujours restées à la lumière naturelle. Trois femelles, sacrifiées après 18 jours de traitement, présentaient un ovaire notablement activé (poids moyen, 29 mg; extrêmes, 18-44 mg) bien que la taille ovocytaire maximum ne dépassât pas 1800 μ; une autre, examinée après 27 jours, portait un œuf dans l'oviducte; la dernière pondit au 38e jour.

Pendant cette expérience, les témoins sont demeurés au repos relatif : l'ovaire n'excéda pas 3,5 mg et ne montra aucun ovocyte au-delà de 550 μ.

— *Le deuxième lot* comprenait des femelles qui avaient été exposées 17 h par jour, durant le mois de décembre, à la lumière blanche émise par un tube fluorescent de 16 W. Au début des injections, les femelles manifestaient une activation restreinte mais certaine : poids de l'ovaire, 15 mg (ex : 9-28 mg); taille ovocytaire maximum, 965 μ (ex : 700-1200 μ ([4]).

L'apport de gonadotrophine déchaîna une réponse accélérée : deux femelles pondirent entre le 10e et le 22e jour; quatre autres, sacrifiées avant trois semaines, offraient un ovaire volumineux chargé d'ovocytes orangés dont la taille pouvait atteindre 7 mm, l'oviducte de l'une d'elles renfermait un œuf inachevé.

La confrontation des réactions dans les deux lots montre que les femelles dont l'ovaire avait été préalablement stimulé par l'illumination ont réagi plus vigoureusement aux piqûres gonadotropes. Ces faits confirment mes investigations antérieures, sur le Moineau et le Chardonneret, mais ne vérifient pas les expériences de G. M. Riley et E. Witschi d'après lesquelles l'illumination de la femelle du Moineau, durant le repos saisonnier, n'améliore pas l'efficacité des gonadostimulines exogènes ([5]).

En mai, deux nouveaux lots de Cinis furent astreints aux injections de gonadotrophine équine :

— *Le premier lot,* constitué de femelles en développement printanier, répondit vivement au traitement hormonal. Trois femelles donnèrent un

œuf entre le 9e et le 18e jour; six autres, autopsiées entre le 8e et le 21e jour d'expérience, présentaient une intense réaction : l'ovaire, dont le poids moyen atteignait 338 mg, comptait plusieurs gros follicules orangés proches de l'ovulation; l'oviducte, toujours très dilaté (402 mg) décrivait de multiples circonvolutions dans l'abdomen fortement tendu ([6]).

— *Le second lot* comprenait des captives qui, dans la seconde moitié d'avril, reçurent, à une semaine d'intervalle, deux injections intramusculaires de 100 μg de benzoate d'œstradiol.

L'œstrogène provoqua une nette régression ovarienne ([7]) ainsi que le prouvaient les cinq Cinis sacrifiés au début de mai : l'ovaire, allégé à moins de 7 mg, contenait divers follicules dégénérés jaunes et ne montrait plus d'ovocyte supérieur à 500 μ; l'oviducte, par contre, était constamment hypertrophié (poids moyen, 302 mg).

L'administration consécutive de gonadotrophine se révéla encore apte à stimuler l'ovaire : les quatre femelles ouvertes après 16 jours attestaient une réponse modérée par l'augmentation de près de quatre fois du poids de l'ovaire et l'apparition d'ovocytes dont la taille maximum oscillait entre 700 à 1200 μ; deux oiseaux autopsiés au 24e et au 31e jour du traitement possédaient une volumineuse grappe ovarienne dont, respectivement, le plus gros ovocyte mesurait 3 et 6 mm; une femelle pondit au 42e jour.

L'examen comparatif des modifications ovariennes induites par la gonadotrophine étrangère dans les deux lots souligne, de nouveau, que leur intensité est en liaison avec l'état initial de la gonade défini par la plus grande taille des ovocytes avant les injections.

De l'ensemble de mes données il ressort que l'ovaire est toujours sensible à la gonadotrophine équine. Il semble se confirmer que les différences enregistrées dans l'importance de la réponse à un traitement limité soient la conséquence des progrès antérieurement accomplis par la vitellogénèse. Ainsi s'expliquerait rationnellement l'inertie apparente de l'ovaire lorsque la taille ovocytaire maximum est encore réduite, tels les cas des femelles impubères et des femelles en état de régression saisonnière ou expérimentale.

Conclusions. — 1. *Les injections de gonadotrophine équine appliquées en hiver ou au printemps stimulent l'ovaire du Serin des jardins et peuvent déclencher la ponte.*

2. *L'importance de la stimulation est liée à « l'état initial » de l'ovaire qui peut être modifié par l'illumination artificielle des femelles ou l'injection de benzoate d'œstradiol.*

3. *L'intensité de la réponse ovarienne semble tributaire des conditions de réactivité des ovocytes aux diverses étapes de leur croissance : le développement*

de l'ovaire est accéléré lorsque les plus gros ovocytes ont déjà atteint des stades avancés de la vitellogénèse.

(1) *Bull. Biol. Fr. Belg.*, **89**, 1955, p. 1-14.
(2) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 444.
(3) La taille de l'ovocyte est évaluée par la moyenne des deux diamètres extrêmes.
(4) La stimulation ovocytaire paraît *générale* car, chez plusieurs femelles illuminées durant 3 mois, la taille ovocytaire minimum avoisinait 49 μ.
(5) *Endocrinology*, **23**, 1938, p. 618-624.
(6) La gonadostimuline chorionique d'U. F. E. n'a pas entraîné la croissance ovocytaire.
(7) L'état de l'ovaire était analogue à celui observé chez les femelles adultes chassées, en août, au cours de la régression saisonnière.

HÉMATOLOGIE. — *Trois aspects du fer dans des coupes d'organes examinées au microscope électronique (ferritine et dérivé, dans les cellules intestinales, les érythroblastes et les cellules réticulaires).* Note (*) de M. **Marcel Bessis** et Mme **Janine Breton-Gorius**, transmise par M. Albert Policard.

Des granulations ferrugineuses (50 à 70 Å) sont des molécules de ferritine et se trouvent dans les érythrocytes phagocytés, les cellules réticulaires, les érythroblastes et les cellules intestinales. L'hémosidérine, formée de molécules de ferritine peut, dans la surchage ferrique avoir une disposition cristalline. Dans les mitochondries des érythroblastes la ferritine se désagrège en granules ferrugineux plus fins libérés ensuite dans le cytoplasme.

Dans des travaux antérieurs, nous avons montré qu'on pouvait suivre au microscope électronique le cycle du fer. On voit apparaître des granulations ferrugineuses de 50 à 70 Å de diamètre lors de la phagocytose des globules rouges vieillis. Ces granulations se dispersent dans le cytoplasme des cellules réticulaires qui les ont phagocyté, puis passent dans les jeunes érythroblastes (1), (2), (3), (4). Dans les érythroblastes on rencontre, en outre, des mitochondries plus ou moins remplies de granulations ferrugineuses (5).

L'étude au microscope électronique de haute résolution nous a permis de préciser que, dans ce cycle, le fer se trouve sous trois formes; l'une est la ferritine : en effet, les granules de 50 à 70 Å se montrent formés de quatre petits amas très foncés entourés d'une atmosphère plus claire. Dimensions et structure sont identiques à celles trouvées par J.-L. Farrant (6) pour la ferritine de cheval isolée par voie chimique.

La ferritine dispersée se trouve dans les cellules réticulaires, comme produit de digestion des érythrocytes phagocytés, dans les érythroblastes et les cellules intestinales (duodénum, jéjunum).

La deuxième forme sous laquelle peut apparaître le fer, qui s'apparente étroitement à la ferritine, est l'hémosidérine. Celle-ci s'est montrée consti-

tuée de molécules de ferritine agglomérées. Dans certains cas de surcharge ferrique (hémochromatose secondaire) on observe des aspects cristallins, où les molécules de ferritine sont parfaitement rangées en files régulières. Ces images se voient dans les cellules réticulaires et les cellules hépatiques.

La troisième forme se présente sous l'aspect de très fins granules, groupés en amas, à la limite du pouvoir de résolution de nos microscopes actuels. Elle se rencontre dans les cellules intestinales et dans les érythroblastes.

On peut avancer l'hypothèse que, dans les érythroblastes, ces granules très fins proviennent de la ferritine transformée par les enzymes des mitochondries. En effet, on voit les mitochondries chargées de ces amas se rompent et déverser leur contenu ferrugineux dans le cytoplasme, où il y a tout lieu de penser que ces granules très fins vont s'incorporer aux molécules d'hémoglobine en formation.

La signification des fins granules des cellules intestinales est encore plus hypothétique. On ne peut, à l'heure actuelle, savoir s'il s'agit du précurseur de la ferritine, ou au contraire, comme c'est probablement le cas dans les érythroblastes, d'un de ses produits de dégradation.

(*) Séance du 30 septembre 1957.

(1) M. Bessis et J. Breton-Gorius, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1356.
(2) M. Bessis et J. Breton-Gorius, *C. R. Soc. Biol.*, **150**, 1956, p. 1903.
(3) M. Bessis et J. Breton-Gorius, *Rev. Hémat.*, 12, 1957, p. 43.
(4) M. Bessis et J. Breton-Gorius, *J. Bioph. and Bioch. Cytology*, 3, 1957, p. 503.
(5) M. Bessis et J. Breton-Gorius, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 2845.
(6) J.-L. Farrant, *Bioch. Bioph. Acta*, 13, 1954, p. 569.

(*École Pratique des Hautes Études et Centre National de Transfusion Sanguine, Laboratoire de Cytologie.*)

EXPLICATION DES FIGURES.

Fig. 1. — Fragment d'érythroblaste montrant le fer sous deux formes. *En haut*, à droite : un amas de molécules de ferritine; *en bas*, à gauche : une mitochondrie contenant des amas de très fins granules.

En cartouche : à un grossissement de 500 000 une molécule de ferritine isolée dans le cytoplasme de cet érythroblaste. Le diamètre de chacun des quatre granules ferrugineux que contient la molécule est de 15 Å environ.

Fig. 2. — Amas d'hémosidérine dans une cellule réticulaire. Les molécules de ferritine (dont on distingue l'ultrastructure) ne présentent pas de position régulière.

Fig. 3. — Amas de ferritine cristallisée dans une cellule hépatique (surcharge ferrique).

a. On distingue l'orientation des molécules de ferritine dans le cristal.

b. Les molécules sont alignées suivant des files parallèles.

Fig. 4. — Granulations ferrugineuses dans une cellule absorbante du duodénum. *En haut*, on note la bordure en brosse de la cellule et, dans le cytoplasme. un amas de molécules de ferritine (en cartouche : grossissement de 95 000 fois); *en bas*, on reconnaît un amas de molécules de ferritine identique à celui trouvé dans les érythroblastes. A côté, une zone allongée grise et homogène supporte le fer sous forme de granules disséminés.

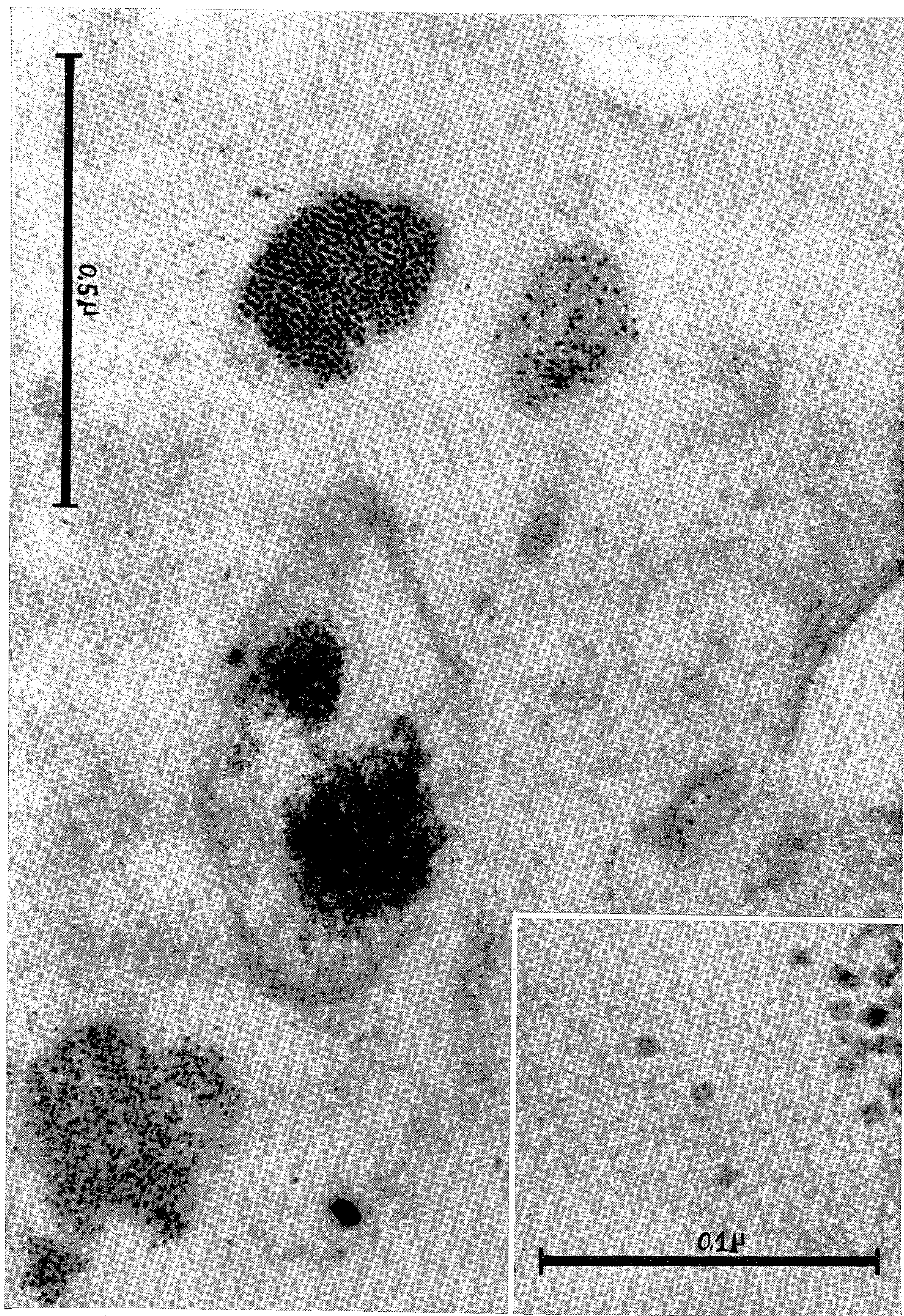


Fig. 1.

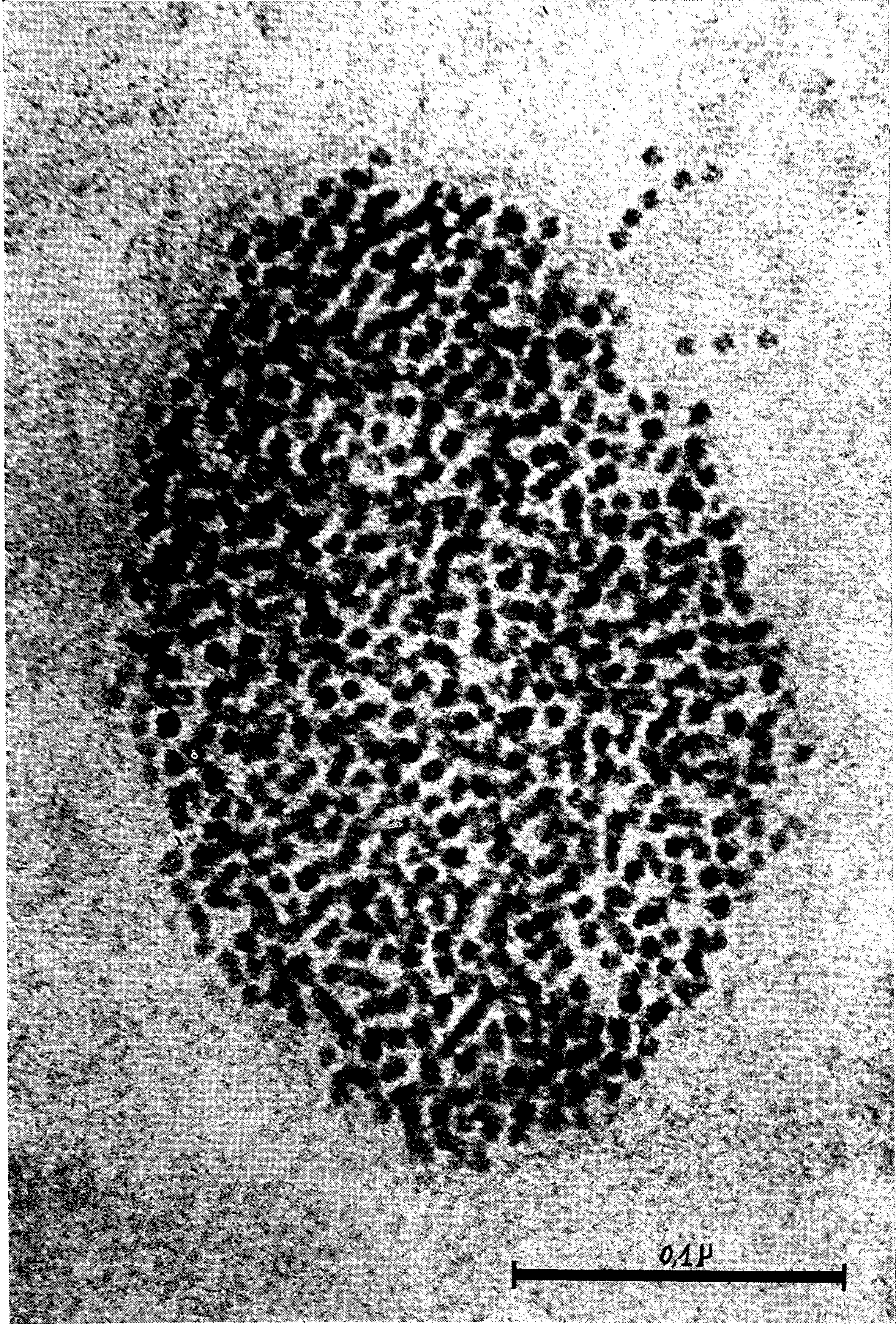


Fig. 2.

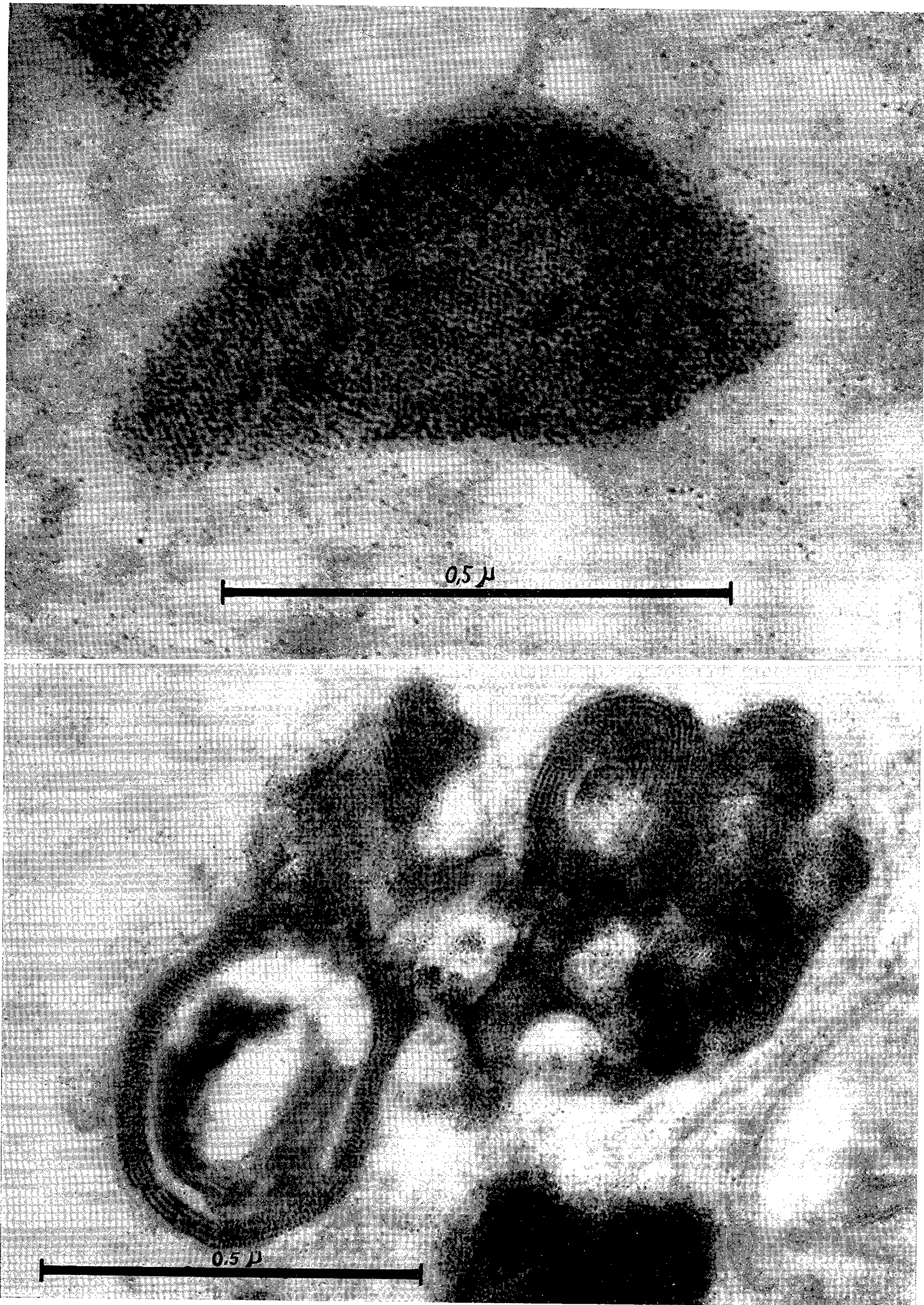


Fig. 3.

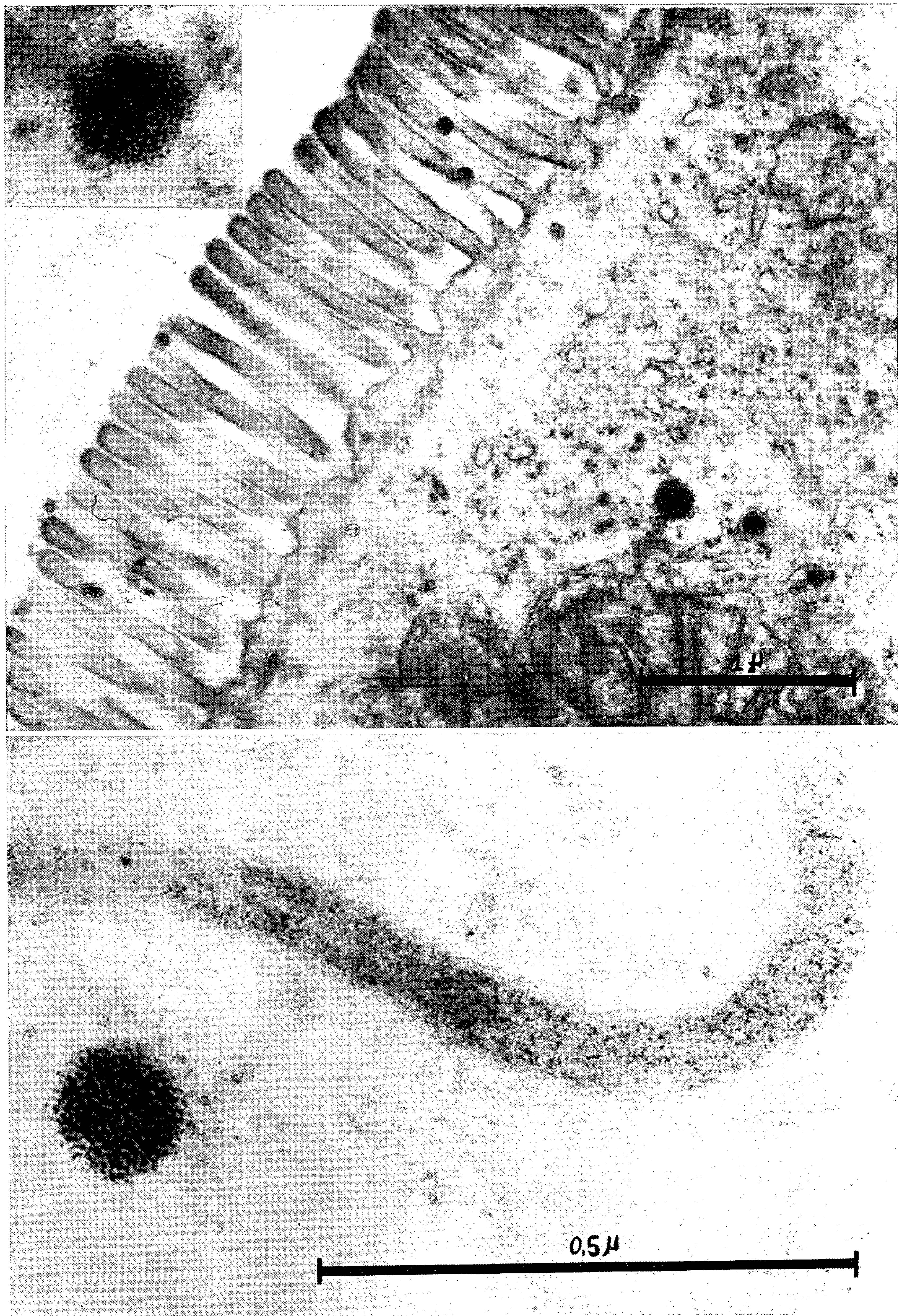


Fig. 4.

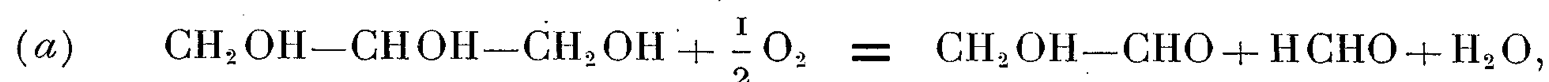
CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Étude de l'oxydation partielle des polyols acycliques par l'acide periodique*. Note (*) de MM. **Jean-Émile Courtois** et **Michel Guernet**, présentée par M. René Fabre.

Dans un stade initial, l'acide periodique rompt de préférence certaines liaisons des polyols acycliques. Cette réaction se complique immédiatement de l'attaque sélective des dérivés aldéhydiques formés; l'acide periodique se comporte ainsi comme s'il complétait l'oxydation de la molécule de polyol dont il a commencé l'attaque.

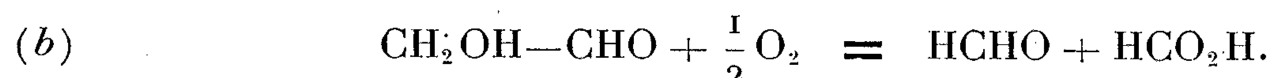
Nous avons étudié l'oxydation partielle de divers polyols acycliques et de quelques aldohexoses par des doses croissantes d'une solution aqueuse d'acide periodique : entre 5 et 40 % de la quantité réductible en présence d'un excès de cet oxydant.

Les réactions ont été conduites au voisinage de 0°, nous dosons les aldéhydes totaux, le formaldéhyde et l'acide formique prenant naissance au cours de la réaction.

1° Le *glycérol* est oxydé dans une première étape (*a*) en formaldéhyde et aldéhyde glycolique identifié par ses réactions colorées. L'aldéhyde glycolique est ensuite oxydé selon (*b*)



$$(a)\qquad CH_2OH{-}CHOH{-}CH_2OH + \frac{1}{2}O_2 = CH_2OH{-}CHO + HCHO + H_2O,$$



$$(b)\qquad CH_2OH{-}CHO + \frac{1}{2}O_2 = HCHO + HCO_2H.$$

La réaction (*b*) s'effectue préférentiellement à la réaction (*a*) surtout si l'on tient compte du fait que le glycérol est beaucoup plus abondant que l'aldéhyde glycolique, et que le glycérol est seul présent initialement.

Rapport moléculaire $\frac{\text{acide periodique}}{\text{glycérol}}$	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8	$\geqq$2,0
Pourcentage du glycérol présent attaqué selon (*a*)...........................	9,2	15,6	25,8	35,4	44,0	100,0
Pourcentage de l'aldéhyde glycolique formé selon (*a*) qui est ensuite dégradé selon (*b*).	16,0	31,5	54,0	61,0	78,0	100,0

2° *L'érythritol* se comporte comme s'il était attaqué à l'une de ses extrémités pour former les aldéhydes formique et glycérique; ce dernier étant ensuite attaqué à partir de son extrémité réductrice pour conduire à l'aldéhyde glycolique, qui apparaît en quantités abondantes et a été identifié.

L'aldéhyde glycérique formé est attaqué de préférence à l'érythritol intact présent en proportions plus abondantes; les données analytiques

indiquent que le point d'attaque préférentiel de l'érythritol n'est pas entre les deux fonctions alcool secondaire car il apparaît des quantités élevées de formaldéhyde dès le début de la réaction.

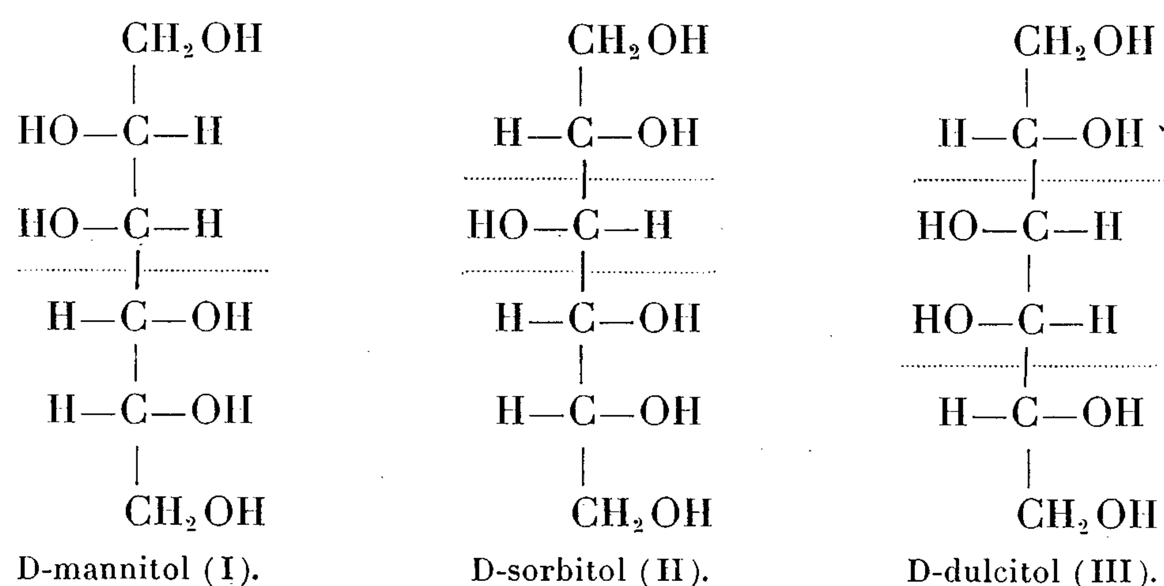
3° L'attaque des *aldohexoses :* glucose, mannose, galactose, est beaucoup plus régulière que celle des polyols correspondants, la rupture en 5-6, génératrice de formaldéhyde est négligeable. Nous avons caractérisé par chromatographie l'arabinose provenant de la rupture en 1-2 du glucose, le mannose a fourni également de l'arabinose et le galactose : du lyxose. L'attaque s'effectue très sélectivement à partir de l'extrémité réductrice.

4° L'attaque des *hexitols* ne s'effectue que pour une très faible part à partir de l'une ou l'autre des extrémités; la rupture entre la fonction alcool primaire et la fonction alcool secondaire voisine donne naissance à un pentose.

Nous avons réussi à séparer par chromatographie et identifier l'arabinose à partir du mannitol (I), l'arabinose et le xylose à partir du sorbitol (II), le lyxose à partir du dulcitol (III).

J. C. P. Schwarz [1] opposant l'hexitol au 1/50e de la quantité d'acide periodique qu'il est susceptible de réduire, a séparé par chromatographie les osazones des produits d'oxydation. Les résultats obtenus tendent à indiquer que les premières ruptures s'effectuent de préférence entre les hydroxyles vicinaux en *trans* selon la représentation de Fischer (formes *thréo*); par suite de la répulsion mutuelle des hydroxyles, ces formes sont les plus aptes à se combiner avec l'acide periodique, pour former un cycle à cinq éléments précédant la rupture de la liaison carbone-carbone.

Avec des doses supérieures d'acide periodique et des techniques analytiques différentes nous sommes amenés aux mêmes conclusions que Schwarz. L'attaque débutant selon les pointillés figurant sur les formules



D-mannitol (I). D-sorbitol (II). D-dulcitol (III).

C'est ainsi que le dulcitol fournit des quantités notables d'aldéhyde glycolique et que le sorbitol a permis de séparer une petite quantité d'un tétrose.

Toutefois cette première réaction est immédiatement suivie de l'oxydation des composés aldéhydiques formés, en particulier l'aldéhyde glycérique qui paraît être beaucoup plus facilement attaqué que l'aldéhyde glycolique et surtout que l'hexitol intact encore présent dans le milieu.

Tout se passe pratiquement comme si l'acide periodique complétait l'oxydation de la molécule de polyol dont il a commencé l'attaque. L'oxydation des polyols acycliques, en milieu aqueux et à 0°, par de faibles doses d'acide periodique ne permet pas d'obtenir une dégradation partielle susceptible de favoriser la formation d'une quantité prépondérante d'un produit intermédiaire.

(*) Séance du 30 septembre 1957.
(1) *J. Chem. Soc.*, **46**, 1957, p. 276.

(*Laboratoire de Chimie biologique, Faculté de Pharmacie de Paris.*)

La séance est levée à 15 h 45 m.

L. B.

ERRATA.

—

(*Comptes rendus* du 19 août 1957.)

Note transmise le 12 août 1957, de M. *Marius Panet*, Sur l'apparition de régimes anormaux dans certains circuits ferro-résonnants :

Page 835, 12e ligne, *au lieu de* $u = \frac{d(\Delta\varphi)}{dt}$, *lire* $u = \frac{d\varphi}{dt}$.



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 14 OCTOBRE 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** signale à l'Académie la présence de M. **Edward T. Adolph**, professeur à l'Université de Rochester. Il lui souhaite la bienvenue et l'invite à prendre part à la séance.

Notice nécrologique sur M. Jean Giaja,
Correspondant de l'Académie des Sciences,

par M. **Paul Portier**.

Il n'y a guère plus d'un an que l'Académie des Sciences désignait comme son Correspondant M. **Giaja**, professeur de l'Université de Belgrade.

Elle rendait ainsi un hommage à l'importance des travaux de cet éminent physiologiste qui, né de père serbe et de mère française, avait fait toutes ses études en France.

Les principaux travaux de M. Jean Giaja ont trait à la Bioénergétique.

Jules Lefèvre avait dégagé la notion de *métabolisme de base*, température à laquelle l'homéotherme réduit au minimum ses dépenses énergétiques.

M. Giaja établit la notion très importante de *métabolisme du sommet*, température au-dessous de laquelle l'homéotherme est incapable de maintenir son niveau thermique normal; c'est la faillite de l'homéothermie.

Et ceci le conduit à l'étude de la résistance au froid des homéothermes. Il montre, fait si nouveau qu'il sembla paradoxal, qu'on peut abaisser la température de petits homéothermes au voisinage de 0° et les rappeler ensuite à la vie.

Très récemment, il établissait ce fait inattendu que l'hypothermie au voisinage de 30° C, loin de déprimer l'organisme en hypothermie, agit en stimulant l'intensité de ses fonctions.

Le sang de l'animal en hypothermie possède même une action stimulante. Ce sont là des faits qui ont déjà une grande importance pratique et des applications thérapeutiques.

On peut donc dire, en toute justice, que cet éminent physiologiste a renouvelé les questions si importantes de *Bioénergétique* et de *Thermogénèse*.

M. Giaja, qui est mort à Belgrade, le 1er octobre 1957, disparaît à 73 ans en pleine activité scientifique.

Mme Giaja était depuis de longues années la dévouée collaboratrice de son mari. L'Académie désire l'associer aux très vifs regrets qu'elle éprouve de la perte qu'elle subit.

CYTOLOGIE. — *Ultrastructure, polarité et reproduction de l'appareil de Golgi.* Note (*) de M. **Pierre-P. Grassé.**

L'élément fondamental de l'appareil de Golgi est le dictyosome tel que l'ont décrit les Classiques de la microscopie optique. Dans des publications antérieures ([1]), ([2]), ([3]), soit en collaboration, soit seul, j'ai fait connaître sa véritable ultrastructure.

Il ne s'agit ni d'un faisceau de tubules, ni d'un amas de lamelles. Chaque dictyosome se compose d'une pile de saccules clos et aplatis dont le contour est à peu près quadrangulaire; les parois des saccules possèdent une forte osmiophilie, alors que leur cavité apparaît en clair sur toutes les photographies.

Tout amas de saccules constituant un dictyosome est accompagné d'un cortège de vésicules de petite taille, généralement ellipsoïdes, et suffisamment osmiophiles pour qu'on ait pu les nommer « vésicules osmiophiles ». De très nombreuses images nous ont permis d'établir que par leurs bords les saccules émettent, en quantité variable, les vésicules osmiophiles.

Nous avons également assisté au découpage des saccules en un plus ou moins grand nombre de vésicules, assez peu différentes, bien que généralement plus volumineuses, des vésicules osmiophiles d'origine périphérique.

Un point important restait à élucider : jusqu'ici les photographies obtenues en microscopie électronique ne révélaient aucune structure pouvant correspondre à la substance chromophobe qui s'accole, en quantité variable, à tout dictyosome.

Nous nous sommes aperçu que nos échecs, pour retrouver la substance chromophobe, tenaient à deux causes : 1° à la fixation inadéquate qui ne conserve pas ladite substance ou la rend méconnaissable; 2° à la pro-

portion très élevée de coupes qui passent en dehors de la substance chromophobe.

L'examen de nombreuses ultracoupes et une fixation améliorée nous ont permis de l'observer, en toute netteté, sur plusieurs photographies.

Elle se présente sous l'aspect d'un amas de vésicules, disposées sans ordre, de taille plutôt grande (60 à 300 Å) et de forme extrêmement variable mais non plate; l'amas *s'applique toujours contre la face distale* (conventionnellement) de la pile de saccules. Les vésicules chromophobes tendent à s'écarter les unes des autres dans la région distale de l'amas, et certaines photographies donnent l'impression qu'elles se dispersent peu à peu dans le cytoplasme environnant. Ces vésicules, toujours à peine osmiophiles, deviennent de plus en plus pâles au fur et à mesure qu'elles s'éloignent de la pile de saccules. Quand elles sont contiguës, il est possible qu'elles se fusionnent (pl. I, III et IV).

On peut suivre sans difficulté la transformation des derniers saccules en vésicules chromophobes. Ils se gonflent considérablement en perdant de leur osmiophilie, restent tels ou se fragmentent en deux, trois ou quatre vésicules généralement de taille inégale.

A la suite de nos recherches, le dictyosome apparaît comme un organite puissamment producteur de diverses sortes de vésicules différant par leur taille et probablement aussi par leur nature chimique. Nous reconnaissons :

1° les vésicules *osmiophiles* produites par « perlage » de la périphérie des saccules. Tous les saccules, quelle que soit leur position, émettent des vésicules osmiophiles;

2° les grosses vésicules dites chromophobes dérivant de la transformation globale des saccules distaux et constituant la substance chromophobe du dictyosome des auteurs classiques;

3° quelques saccules situés vers l'extrémité distale de la pile, se découpent en éléments à peu près de la même taille et de la même structure que les vésicules osmiophiles.

Il n'est pas toujours aisé de séparer le troisième mode d'élaboration du deuxième. Toutefois, les véritables vésicules chromophobes se reconnaissent à leur grande taille et à leur pâleur. La distinction entre ces deux modes de vésiculisation est particulièrement nette dans les idiozomes de certaines spermatides âgées d'*Helix*.

Voici notre interprétation de l'appareil de Golgi : ce constituant cellulaire se compose d'un nombre variable de dictyosomes (un à plusieurs centaines). Chaque dictyosome possède une structure rigoureusement polarisée (particulièrement nette chez les Zooflagellés et dans l'idiozome) : l'une des faces de la pile que, conventionnellement, nous qualifions de distale, est en

perpétuelle destruction, par vésiculisation chromophobe et totale des saccules.

La face opposée, que conventionnellement nous qualifions de proximale, se compose de saccules intacts et nets de contour. Toutefois, les plus proximaux des saccules, sur certaines coupes, sont un peu flous et discontinus. Nous avons l'impression, *mais non la certitude*, que l'extrémité proximale de la pile est le siège d'une formation continue de nouveaux saccules, laquelle compense la destruction des éléments distaux, devenant la substance chromophobe.

Tous les dictyosomes des Zooflagellés examinés par nous présentent la même structure, les mêmes modes de sécrétion et leur extrémité proximale se tient en rapport de contiguïté avec le filament parabasal, émanation du centrosome.

Pour la première fois sont constatées l'indéniable polarisation morphologique d'un organite cytoplasmique et la relation étroite entre cette polarisation et l'activité propre du dit organite.

Le dictyosome a, dit-on, la possibilité de se cliver et de donner de la sorte deux ou trois dictyosome-fils [dictyocinèse de A. Perroncito, 1910 ([4])]. Mais nous avons eu l'occasion de montrer que, chez plusieurs espèces de Zooflagellés, un dictyosome-parabasal, au cours de la division binaire de la cellule se forme *de novo* : l'un des individu-fils emporte le vieux dictyosome (remanié), l'autre reçoit le nouveau [P.-P. Grassé et A. Faure, 1935 et 1939 ([5])].

Nous estimons que le prétendu clivage et la néoformation au lieu d'être contradictoires sont en constante liaison. Le clivage n'est point tel que le révélait la microscopie optique. En vérité, à un moment donné, les saccules proximaux en formation sont discontinus et, au lieu d'une pile, ils s'en constituent deux, trois ou plus; la destruction des saccules distaux par vésiculisation chromophobe aboutit progressivement à la disparition des saccules continus et, finalement, au dictyosome initial se substituent deux ou plusieurs dictyosomes qui ne sont pas à vrai dire issus de lui, mais proviennent d'une néoformation au sein même du cytoplasme, sans doute par appel et transformation locale de certaines macromolécules. La planche II illustre bien notre interprétation.

(*) Séance du 7 octobre 1957.

([1]) P.-P. GRASSÉ, N. CARASSO et P. FAVARD, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 1243; *Ann. Sc. Nat.*, Biol. anim., 11e série, **18**, 1956, p. 339-380.

([2]) P.-P. GRASSÉ et N. CARASSO, *Nature*, **179**, n° **4549**.

([3]) P.-P. GRASSÉ, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 858.

([4]) *Arch. ital. Biol.*, **54**, 1910, p. 307-345.

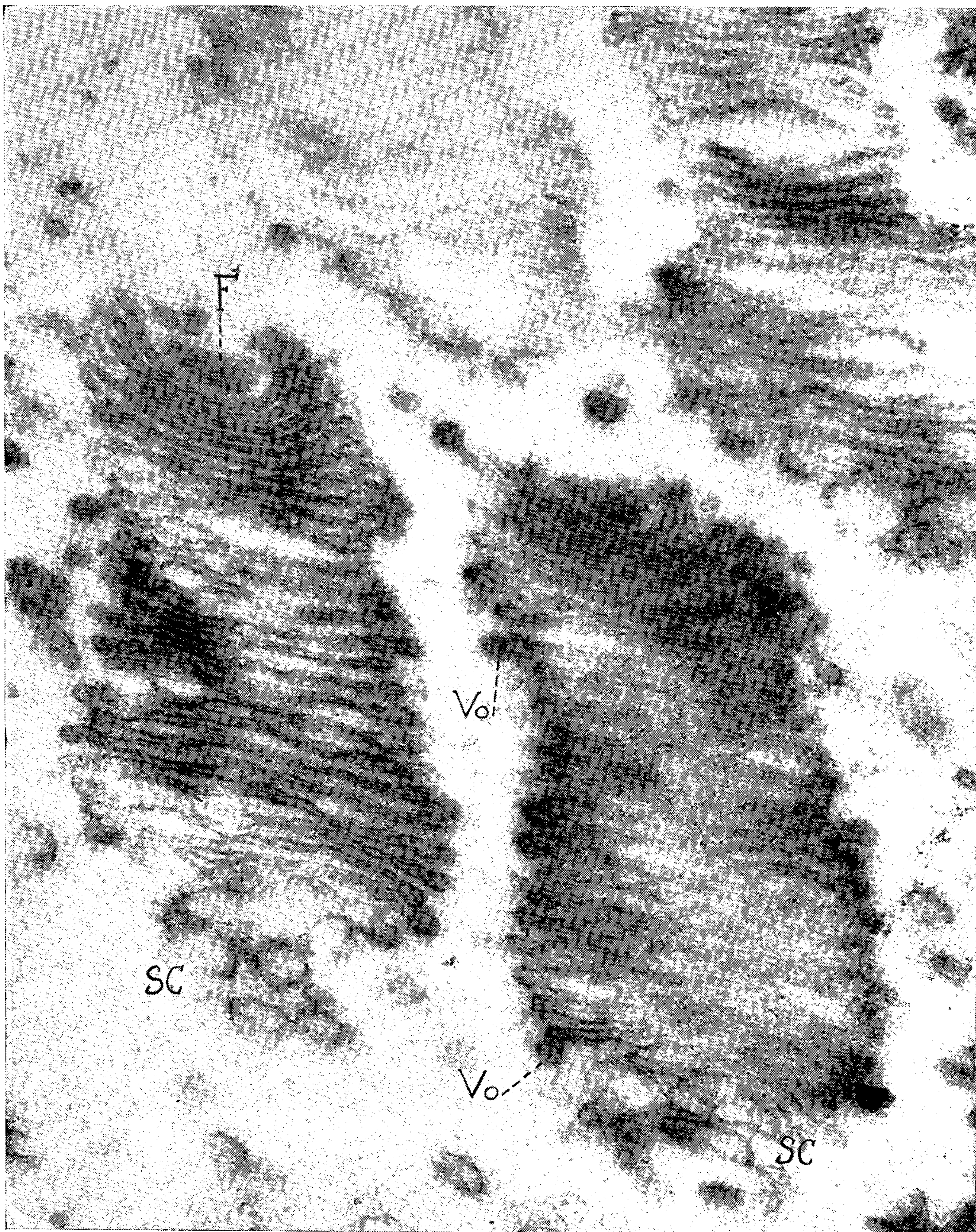
([5]) P.-P. GRASSÉ et A. FAURE, *Comptes rendus*, **200**, 1935, p. 1493; *Bull. Biol. Fr. et Belg.*, **73**, 1939, p. 1-20.

PLANCHE I.

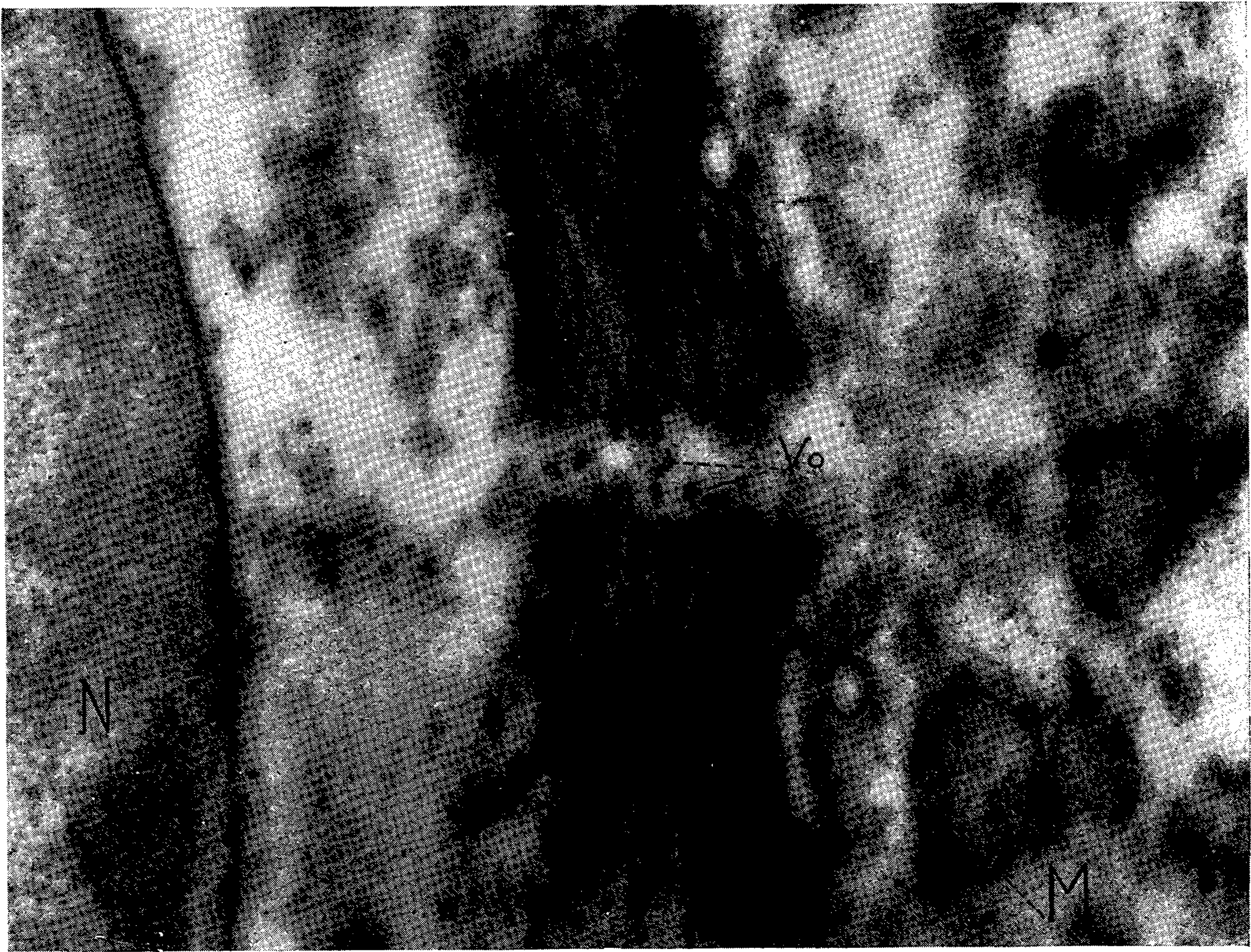



Vo
F
SC
Vo

PLANCHE III.




F
ch


Vo
N
M

EXPLICATION DES PLANCHES.

PLANCHE I.

Appareil de Golgi d'une *Foaina* (Zooflagellé, symbiote de *Calotermes flavicollis*) montrant la pile des saccules plats et clos (*S*) qui le constituent, les vésicules osmiophiles (*Vo*) en position marginale et les grosses vésicules pâles formant la substance chromophobe (*Sc*), à l'extrémité distale.

Photo directe × 25 700; grandissement 64 250.

PLANCHE II.

Coupe à travers le collier de dictyosomes de *Jœnia annectens*, Zooflagellé symbiote de *Calotermes flavicollis*. A l'extrémité proximale de plusieurs dictyosomes (= parabasalie) se tient le filament parabasal (*F*); on voit nettement les vésicules osmiophiles (*Vo*) autour des dictyosomes et la substance chromophobe (*Sc*) en grosses vésicules pâles. Un dyctyosome, en division, donne par substitution quatre éléments-fils. Par erreur, la ligne tiretée partant de la lettre F a été prolongée d'un tiret de trop sur la droite.

Photo directe × 19 000; grandissement 47 500.

PLANCHE III.

Dictyosomes plus grossis de *Jœnia annectens*. *F*, filament parabasal; *Sc*, substance chromophobe; *Vo*, vésicules osmiophiles.

Photo directe × 25 700; grandissement 64 250.

PLANCHE IV.

Fig. 1. — Dictyosome de *Foaina dogieli* avec son filament parabasal d'origine centrosomienne. La quantité de substance chromophobe est ici considérable. *Ch*, chromosome; *F*, filament parabasal; *M*, mitochondrie mal fixée; *N*, noyau; *Sc*, substance chromophobe; *Vo*, vésicules osmiophiles.

Photo directe × 18 800; grandissement 47 500.

Fig. 2. — Coupe transversale de deux longs dictyosomes de *Trichonympha agilis*, Zooflagellé symbiote de *Reticulitermes lucifugus*. *Vo*, vésicules osmiophiles nombreuses; Sc, substance chromophobe peu abondante; *M*, mitochondries à cloisons internes irrégulières; *N*, noyau.

Photo directe × 18 800; grandissement 47 000.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèse de tri- et tétraméthylène-2.2 cyclanones.*

Note (*) de MM. **MAX MOUSSERON**, **HENRI CHRISTOL** et Mlle **FRANÇOISE PLÉNAT**.

La condensation du dibromo-1.4 butane ou du dibromo-1.3 propane sur la carbéthoxy-2 cyclopentanone conduit, après décarbéthoxylation et alcoylation interne, à la tétra- ou à la triméthylène-2.2 cyclopentanone. Les mêmes réactions réalisées à partir des carbéthoxy-2 cyclohexanone et cycloheptanone donnent les tétra- et triméthylène-2.2 cyclanones correspondantes.

Nous avons précédemment montré que la condensation des bases de Mannich des cyclanones avec le butadiène conduit à des cétones possédant en α un cycle spiro à six chaînons (1). La dialcoylation de la cyclohexanone

et de la cycloheptanone, en présence d'alcoolate tertiaire comme le préconise Conia [2], par le dibromo-1.4 butane et le dibromo-1.5 pentane, constitue une seconde méthode qui donne accès aux tétra- et pentaméthylène-2.2 cyclanones.

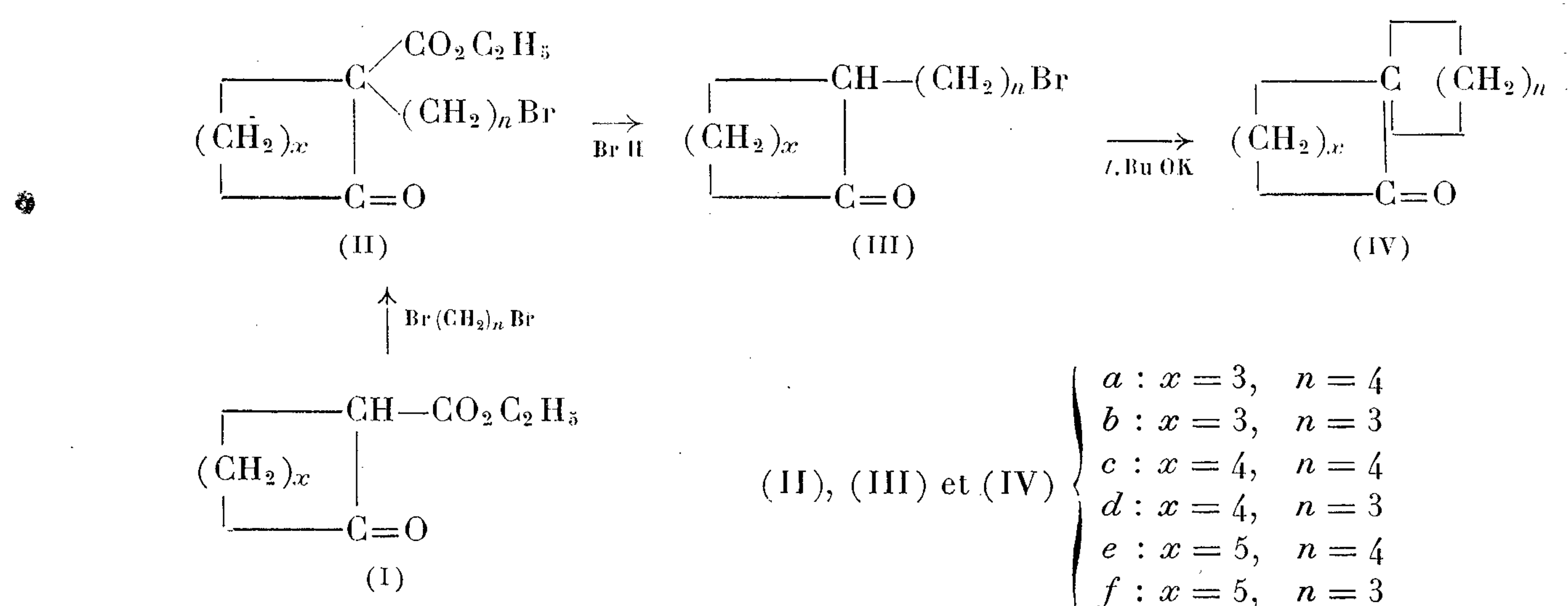
Dans un premier essai, nous avons tenté de créer un cycle spiro possédant sept chaînons carbonés. La dialcoylation de la cyclohexanone par le dibromo-1.6 hexane, en présence de tertiobutylate de potassium selon la technique déjà donnée [1], conduit à l'hexaméthylène-2.2 cyclohexanone $É_{20}$ 142°, DNP F 130-131° (benzène-alcool) (calculé %, N 16,0; trouvé %, 16,1) mais le rendement très faible (10 %) montre que la méthode de synthèse par dialcoylation atteint, ici, une de ses limites. La réaction n'est donc plus utilisable dès que la chaîne carbonée du dérivé dibromé dépasse cinq carbones.

On sait aussi que lorsque le dérivé dibromé possède une chaîne courte, et c'est le cas du dibromo-1.3 propane, la dialcoylation des cyclanones ne conduit pas aux triméthylène-2.2 cyclanones, mais aux allyl-2 cyclanones [1]. En outre, la dialcoylation directe de la cyclopentanone par les dibromoalcanes n'a pu être réalisée [1]. Les méthodes de synthèse précédemment citées ne permettent donc ni l'obtention de cétones possédant en α un cycle spiro en C_4, ni celle de la tétraméthylène-2.2 cyclopentanone. Ces deux lacunes ont pu être comblées par une modification apportée à la technique de dialcoylation.

Par action du dibromo-1.4 butane sur la carbéthoxy-2 cyclopentanone, en présence d'éthylate de sodium, on obtient, avec un rendement de 60 %, la cétone (II *a*) $É_{0,4}$ 160° qui est ensuite décarbéthoxylée par traitement à l'acide bromhydrique selon la méthode de R. Mayer et E. Alder [3] donnant ainsi la cétone (III *a*) $É_{0,5}$ 108° (Rdt 55 %) DNP F 128° (alcool), semicarbazone F 187-188° (alcool) (calculé %, N 15,2; trouvé % 15,2). La δ-bromobutyl-2 cyclopentanone (III *a*) est ensuite traitée par le tertiobutylate de potassium en milieu benzénique à reflux pendant 5 h; il se produit une alcoylation interne conduisant à la tétraméthylène-2.2 cyclopentanone (IV *a*) déjà synthétisée par dégradation de la tétraméthylène-2.2 cyclohexanone [4]. (Rdt 55 %) $É_{17}$ 88°, DNP F 154-155° (alcool-acétate d'éthyle) [4].

La même série de réactions a été répétée à partir de la carbéthoxy-2 cyclopentanone et du dibromo-1.3 propane. Après décarbéthoxylation, on isole la γ-propyl-2 cyclopentanone (III *b*) avec un rendement de 20 % $É_1$ 115°, DNP F 106° (benzène-alcool) (calculé%, N 14,55; trouvé %, 14,5). Cette cétone (III *b*), en présence de tertiobutylate de potassium, donne la triméthylène-2.2 cyclopentanone (IV *b*). Rdt 35 %, $É_{15}$ 67°, DNP F 163-164° (calculé %, N 18,4; trouvé %, 18,35), Oxime F 73° [5]. La cétone (IV *b*) avait déjà été obtenue par transposition pinacolique du

dihydroxy-1.1′ dicyclobutyle-1.1′ ([5]). Donc la dialcoylation ainsi opérée en deux étapes permet l'obtention de cétones possédant en α un cycle spiro en C_4, et cela même à partir de la cyclopentanone.



Cette réaction a été étendue aux cyclanones homologues supérieures. A partir de la carbéthoxy-2 cyclohexanone, l'alcoylation par le dibromo-1.4 butane conduit à la cétone (II *c*) $É_{0,5}$ 165° (Rdt 40 %) décarbéthoxylée en (III *c*) $É_{0,5}$ 130°, DNP F 107° (alcool) (calculé %, N 13,55; trouvé %, 13,6). Par action du tertiobutylate de potassium, on obtient la tétraméthylène-2.2 cyclohexanone (IV *c*) avec un rendement de 75 %. $É_{20}$ 108°, DNP F 117° (alcool-benzène), semicarbazone F 195° (benzène). Cette cétone est encore obtenue par transposition pinacolique du dihydroxy-1.1′ dicyclopentyle-1.1′ ([6]) et par dialcoylation directe de la cyclohexanone par le dibromo-1.4 butane ([1]). En utilisant le dibromo-1.3 propane, on isole de même successivement : (II *d*) $É_1$ 157°, (III *d*), $É_1$ 123°, DNP F 86° (alcool) (calculé %, N 14,0; trouvé %, 14,15), ce dernier composé conduisant à la triméthylène-2.2 cyclohexanone (IV *d*) encore inconnue, avec un rendement de 70 %. $É_{20}$ 92°, DNP F 127° (alcool) (calculé %, N 17,6; trouvé %, 17,55).

La carbéthoxy-2 cycloheptanone (I, $x = 5$) a été préparée par condensation du carbonate d'éthyle sur la cycloheptanone, en présence de tertiobutylate de potassium, avec un rendement de 40 %. La méthode d'alcoylation conduit, avec le dibromo-1.4 butane, à la cétone (II *e*), $É_2$ 190°, qu'on décarbéthoxyle en (III *e*), $É_{14}$ 170° (Rdt 80 %), DNP F 107° (alcool) (calculé %, N 13,1; trouvé %, 13,0). Après alcoylation interne, on isole la tétraméthylène-2.2 cycloheptanone (IV *e*) avec un rendement de 75 %. $É_{17}$ 120°, DNP F 97-98° (alcool) (I), semicarbazone F 185° (benzène). A partir du dibromo-1.3 propane et de la carbéthoxy-2 cycloheptanone, on isole les cétones (II *f*) $É_2$ 180° (III *f*), $É_{16}$ 160°, avec un rendement de 35 %. La cyclisation conduit à la triméthylène-2.2 cycloheptanone

(IV *f*) (Rdt 50 %), $\acute{E}_{20}$ 110° (calculé %, C 78,95; H 10,5; trouvé %, C 79,0; H 10,4).

Il faut toutefois faire remarquer que si les rendements obtenus dans la préparation des tétraméthylène-2.2 cyclanones sont généralement bons, il n'en est pas de même pour les triméthylène-2.2 cyclanones et cela aussi bien dans l'étape d'alcoylation initiale que dans les étapes de décarbéthoxylation et de cyclisation. La formation du cycle spiro en C_4 se révèle assez difficile particulièrement sur la cycloheptanone. Signalons enfin que l'essai des mêmes réactions à partir des carbéthoxy-2 cyclanones et du dibromo-1.2 éthane n'a pas donné de résultat, l'alcoylation initiale donnant un rendement si faible ([3]) qu'il ne nous a pas été permis de pousser plus loin la synthèse des diméthylène-2.2 cyclanones.

(*) Séance du 7 octobre 1957.

([1]) M. Mousseron, R. Jacquier et H. Christol, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1805; *Bull. Soc. Chim.*, 1957, p. 346.

([2]) *Bull. Soc. Chim.*, 1950, p. 533 et 537.

([3]) *Chem. Ber.*, 88, 1955, p. 1866.

([4]) D. J. Cram et H. Steinberg, *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 2753.

([5]) E. Vogel, *Chem. Ber.*, 85, 1952, p. 25.

([6]) C. R. Walter, *J. Amer. Chem. Soc.*, 74, 1952, p. 5185.

Les Ouvrages suivants sont présentés :

par M. **Roger Heim** : *Encyclopédie biologique*. LIII. *Flore de l'Afrique du Nord*, par René Maire;

par M. **Louis Fage** : *Faune de France*. LXI. *Hétéroptères aquatiques*, par Raymond Poisson.

CORRESPONDANCE.

L'Académie est informée de la **Xe Assemblée générale de l'Union astronomique internationale** qui aura lieu, à Moscou, du 13 au 20 août 1958.

MM. **Pierre Dangeard** et **Jean-Lucien Andrieux** prient l'Académie de bien vouloir les compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section des Membres non résidants, par le décès de M. *Luc Picart*.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *La variabilidad de la Masa. La energia intrinseca total. Las Ecuaciones Dife-*

renciales del Movimiento sin recurrir a la teoria de la Relatividad de A. Einstein, par GODOFREDO GARCIA;

2° *Angular Correlation measurements*, by TORSTEN LINDQVIST. Thèse;

3° *Genova. Celebrazioni Colombiane* 7-13 *ottobre* 1957. 5° *Convegno internazionale delle Communicazioni. Programma;*

4° *A centennial History of the Academy of Science of St. Louis*, by EDWIN P. MEINERS;

5° Ciba Foundation Colloquia on Endocrinology. Vol. 11. *Hormones in Blood;*

6° *Opera didactica Omnia*, par JOANNES AMOS COMENIUS [KOMENSKY]. Tomes I à III;

7° *Index Seminum anno* 1956 *collectorum, quæ basis experimentalis biologica Tallinensis Academiæ scientiarum estoniæ pro mutua commotatione offert;*

8° Académie des sciences d'Arménie. *The non-stable Stars. A Symposium held at Byurakan, sept.* 20-22, 1956;

9° *Dixième anniversaire de l'Académie des sciences de la République socialiste soviétique esthonienne* 1946-1956;

10° *Bibliografica farmaceutica*. Anno I. N° 1.

THÉORIE DES CORPS VALUÉS. — *Prolongement analytique dans les corps valués complets : démonstration du théorème de Mittag-Löffler; singularités au bord.* Note (*) de M. **MARC KRASNER**, présentée par M. René Garnier.

J'ai énoncé, dans ma Note précédente (¹) dont je conserve les notations, sauf que je remplace « barre » par « astérisque » en écrivant $f^{*\prime(\alpha)}(x)$ au lieu de $\bar{f}^{(\alpha)}(x)$, le « théorème de Mittag-Löffler généralisé » pour les éléments analytiques à support anticirculaire, et j'y ai donné quelques préliminaires de sa démonstration. J'achève ici sa démonstration et démontre certains autres résultats.

DÉMONSTRATION DU THÉORÈME DE MITTAG-LÖFFLER. — *Cas* $\alpha = 1$. — Considérons la série $\Sigma f^{(C)}(x)$, étendue à tous les trous isolés C de D. Elle converge uniformément sur D si la série double $\Sigma\Sigma f^{(C)}_{n,n+1}(x)$ le fait. Or, pour tout C, on a partout sur D, $|f^{(C)}_{n,n+1}(x)| \leqq m_n \to 0^+$. Ainsi, il n'existe qu'un nombre fini de n tels que, pour quelque C, $|f^{(C)}_{n,n+1}(x)| > \varepsilon$ quelque part sur D. Or, pour tout n fixé, il n'existe qu'un nombre fini de trous C de D tels que $f^{(C)}_{n,n+1}(x) \neq 0$. Ainsi, la convergence uniforme de $\Sigma f^{(C)}(x)(C \notin T')$ sur D est prouvée, et sa somme $f^{*\prime}(x)$ est un élément analytique sur D, dont les $f^{*\prime}_n(x) = \Sigma f^{(C)}_n(x)(C \notin T')$ constituent une suite approximante sur D. Donc, $f(x) - f^{*\prime}(x)$, qui est aussi un élément analytique sur D, y est la limite uniforme des $f'_n(x) = f_n(x) - f^{*\prime}_n(x)$. Or, si $C \notin T'$, les $f'_n(x)$ et, par suite, les $f'_{n,n+1}(x)$ sont sans pôles dans C, et leurs développements de Laurent dans une couronne $Q \subseteq D$ entourant C sont réguliers. Donc, $f'_{n,n+1}(x)$ ne dépasse pas, quand $x \in C$, m_n. Ainsi, les $f'_n(x)$

convergent uniformément sur la réunion D_1 de D et des $C \notin T'$, et leur limite $f'(x)$ sur D_1 est un élément analytique, auquel $f(x) - f^{\star\prime}(x)$ est subordonné. Le reste du théorème se démontre par induction transfinie par rapport à α, en le supposant démontré pour tout $\beta < \alpha$ et [en ce qui concerne les $f^{(C)}(x)$] pour tout $C \notin T^{(\alpha)}$. Deux cas sont à considérer : $\alpha - 1$ *existe*. Alors, les $C \in T^{(\alpha-1)}$, mais non $\in T^{(\alpha)}$, sont les seuls trous isolés du support $D_{\alpha-1}$ de $f^{(\alpha-1)}(x)$, ce qui prouve, pour un tel C, la convergence uniforme des $f_n^{(C)}(x) = [f_n^{(\alpha-1)}]^{(C)}(x)$ vers $f^{(C)}(x) = [f^{(\alpha-1)}]^{(C)}(x)$, qui ne dépend que de $f(x)$. Comme $\Sigma f^{(C)}(x)(C \notin T^{(\alpha)})$ est la somme de $\Sigma f^{(C)}(x)(C \notin T^{(\alpha-1)})$, qui converge uniformément vers $f^{\star(\alpha-1)}(x)$ sur D, et de $\Sigma f^{(C)}(x) = \Sigma[f^{(\alpha-1)}]^{(C)}(x)$ (où $C \in T^{(\alpha-1)}$, $C \notin T^{(\alpha)}$), qui converge uniformément vers $[f^{(\alpha-1)}]^{\star\prime}(x)$ sur $D_{\alpha-1} \supseteq D$, cette série converge uniformément sur D, et sa limite $f^{\star(\alpha)}(x)$ y est un élément analytique. $f(x) - f^{\star(\alpha)}(x)$ en est aussi un, subordonné à $f^{(\alpha-1)}(x) - [f^{(\alpha-1)}]^{\star\prime}(x)$, donc à $[f^{(\alpha-1)}]'(x)$, dont le support est $(D_{\alpha-1})_1 = D_\alpha$, et il ne reste qu'à poser $f^{(\alpha)}(x) = [f^{(\alpha-1)}]'(x)$. On remarque que $|f_{n,n+1}^{(\alpha)}(x)| \leqq m_n$ partout sur D_α si l'inégalité analogue est déjà prouvée pour $\alpha - 1$; le cas, *où* $\alpha - 1$ *n'existe pas*. On a $T^{(\alpha)} = \bigcap_\beta T^{(\beta)} (\beta < \alpha)$.

Si $C \notin T^{(\alpha)}$, il existe un $\beta < \alpha$ tel que $C \notin T^{(\beta)}$, d'où résulte la convergence uniforme des $f_n^{(C)}(x)$ vers $f^{(C)}(x)$, ainsi que l'inégalité $|f_{n,n+1}^{(C)}(x)| \leqq m_n$ partout sur D. Dès lors, la convergence uniforme de $\Sigma f^{(C)}(x)$ (où $C \notin T^{(\alpha)}$) sur D, ainsi que le fait que les $f_n^{*(\alpha)}(x) = \Sigma f_n^{(C)}(x)(C \notin T^{(\alpha)})$ constituent une suite approximante de sa limite $f^{\star(\alpha)}(x)$, peut se démontrer comme pour $\alpha = 1$. Donc $f^{\star(\alpha)}(x)$ et $f(x) - f^{\star(\alpha)}(x)$ sont des éléments analytiques de support D, dont le second y est approximé par les $f_n^{(\alpha)}(x) = [f_n^{(\beta)}]^{(-\beta+\alpha)}(x)$ quel que soit $\beta < \alpha$. Donc, $f(x) - f^{\star(\alpha)}(x)$ est subordonné, si $\beta < \alpha$, à $f^{(\beta)}(x) - [f^{(\beta)}]^{\star(-\beta+\alpha)}(x)$, qui est la limite uniforme sur D des $f^{(\beta)}(x) - [f^{(\beta)}]^{\star(-\beta+\beta_i)}(x)$, où $\beta_i \to \alpha$. D'autre part, $|f^{(\beta)}(x) - [f^{(\beta)}]^{\star(-\beta+\beta_i)}(x) - f_n^{(\beta_i)}(x)| \leqq m_n$ partout sur D_β par hypothèse, et puisque $f_n^{(\alpha)}(x)$ est la partie commune de la décomposition en éléments simples des $f_n^{(\beta_i)}(x)$, on a $f_n^{(\alpha)}(x) = f_n^{(\beta_i)}(x)$ à partir d'un certain rang. Donc, on a, sur D_β, $|f^{(\beta)}(x) - [f^{(\beta)}]^{\star(-\beta+\alpha)}(x) - f_n^{(\alpha)}(x)| \leqq m_n$. Donc, les $f_n^{(\alpha)}(x)$ convergent uniformément sur $\bigcup D_\beta = D_\alpha$ et si $f^{(\alpha)}(x)$ est leur limite sur D_α, $f(x) - f^{\star(\alpha)}(x)$ lui est subordonné. Si $P(T) = \emptyset$ et si $T^{(\alpha)} = P(T)$, on a $\bigcup T^{(\alpha)} = \emptyset$, d'où $D_\alpha = k'$ et $f^{(\alpha)}(x) = f_P(x)$ est la limite uniforme sur k' de la suite des fractions rationnelles $f_n^{(\alpha)}(x)$ sans aucun pôle (y compris ∞) dans k'. De telles $f_n^{(\alpha)}(x)$ doivent être constantes $a_n \in k$, et leur limite $f^{(\alpha)}(x)$ en est aussi une $a \in k$. Et l'on a, uniformément sur D, $f(x) = a + \Sigma f^{(C)}(x)(C \in T)$.

Lemme. — *Soient* D *un domaine quasi connexe régulier*, $a \in D$, $S = S(a, r)$ *la circonférence de centre a et de rayon r non disjointe avec* D, C *un cercle arbitraire* $\subseteq S$ *de rayon* r^-, $f(x)$ *une fraction rationnelle à pôles* $\notin D$, *m le suprémum de* $f(x)$ *sur* D. *Alors*, $f^{(C)}(x)$ *est* $\leqq m$ *partout en dehors de* C *et il n'y a qu'un nombre fini de tels* $C \subseteq S$, *pour lesquels* $f^{(C)}(x) \neq 0$.

Démonstration. — En vertu de la quasi-connexité de D, tous les pôles *p*

de $f(x)$ tels que $|p-a|<r$ se trouvent dans un cercle $C_0=C(a, r_0)$ de rayon $r_0<r^-$, qui est isolé du cercle $C_1 : |x-a|\geqq r$, et l'on a $f(x)=f^{(C_0)}(x)+f^{(C_1)}(x)$, avec $|f^{(C_1)}(x)|\leqq m$ partout sur D, et, aussi, $f^{(C)}(x)=[f^{(C_1)}]^{(C)}(x)$. On peut remplacer $f(x)$ par $f^{(C_1)}(x)$ et supposer que les pôles p de $f(x)$ sont à distance $\geqq r$ de a. Donc, si p, p' sont deux pôles de $f(x)$ tels que $p\in C$ et $p'\notin C$, et si $x\in k$ est tel que $|x-a|<r$, on a $|p-x|=|p-a|=r$, $|p'-x|=|p'-a|\geqq|p'-p|\geqq r$ et $|p'-x|=|p'-p|$. On a $f(x)=f_1(x)+f_2(x)$, où $f_1(x)=f(x)\,(x-p')/(p-p')$ et $f_2(x)=f(x)\,(x-p)/(p'-p)$, et on a, si $|x-a|<r$, $|f_1(x)|=|f(x)|$, d'où résulte $|f_2(x)|\leqq|f(x)|$. Comme la décomposition de $f(x)$ en $f^{(C)}(x)$ et $f(x)-f^{(C)}(x)$ se fait par une suite de décompositions de la forme précédente, suivie de sommation de certaines des fonctions obtenues, on a $|f^{(C)}(x)|\leqq|f(x)|\leqq m$ quand $|x-a|<r$. Mais tout point de $C(a, r)\cap D$ n'appartenant pas à C peut jouer envers $f^{(C)}(x)$ le même rôle que a, et, comme D est régulier, il existe une infinité non dénombrable de cercles $C'\neq C$ de rayon r^- contenus dans $C(a, r)$ et tels que $|f^{(C)}(x)|\leqq m$ si $x\in C'$. Si $c\in C$, $f^{(C)}(x)$ est développable en une série de Laurent principale en $x-c$, qui converge en dehors de C, et m est ainsi son suprémum sur $S(c, r)$, donc, puisqu'elle est principale, partout en dehors de C. Le reste est évident.

THÉORÈME. — *Si, dans le lemme précédent,* $f(x)$ *n'est pas une fraction rationnelle, mais un élément analytique de support* D, *dont soit* $f_n(x)$ *une suite approximante sur* D, *et si* $c\in C$, *les* $f_n^{(C)}(x)$ *convergent uniformément en dehors de* C *vers une série principale* $f^{(C)}(x)$ *en* $x-c$ *et les* $f_n^*(x)=f_n(x)-\Sigma f_n^{(C)}(x)$, *où* C *parcourt les cercles* $\subseteq S$ *de rayon* r^-, *converge uniformément vers une série de Laurent* $f^*(x)$ *sur la plus grande couronne* Q *telle que* $D\cup S\supseteq Q\supseteq S$, *et les* $|f^{(C)}(x)|$ *et* $|f^*(x)|$ *y sont* $\leqq m$. *Si* $f(x)=0$ *sur* D, *on a* $f^*(x)=0$ *et, pour tout* C, $f^{(C)}(x)=0$. *On a, uniformément sur* D,

$$f(x)=f^*(x)+\Sigma f^{(C)}(x).$$

Démonstration. — En vertu du lemme précédent, on a, pour tout n, $|f_{n,n+1}^*(x)|\leqq m_n$ et, pour tout C de la forme précédente, $|f^{(C)}(x)|\leqq m$, quand $x\notin C$. Dès lors, ce théorème se prouve comme celui de Mittag-Löffler.

THÉORÈME. — *Si le cercle de convergence* C *d'une série de Taylor* $f(x)$ *est circonférencié ou si* $|f(x)|$ *n'est pas bornée sur* C, $f(x)$ *n'admet aucun prolongement analytique uniforme.*

Démonstration. — Soit $g(x)$ un élément analytique prolongeant $f(x)$ et soit D son support. Soient $a\in C\cap D$ et $b\in D$, mais non $\in C$. Si $|f(x)|$ n'est pas bornée sur C, $M_{g(x+a)}(r)$ n'est pas bornée sur $[0, d(a, b)]$, ce qui est absurde. Si C est circonférencié et si r est son rayon, supposons que C parcourt les cercles de rayon r^-, qui sont $\subset S=S(a, r)$. Alors, $g(x)=g^*(x)+\Sigma g^{(C)}(x)$ uniformément sur D, où $g^*(x)$ est une série de Laurent convergeant sur S, donc $[g^*(x)-f(x)]+\Sigma g^{(C)}(x)$ est une décomposition analogue de $g(x)-f(x)=0$

sur $C \cap D$, car $f(x)$ converge sur S. Donc, on a identiquement, pour tout C, $f^{(C)}(x) = 0$, d'où $g^*(x) = f(x)$ et, contre l'hypothèse, diverge en $b \in D$.

THÉORÈME. — *Si $f(x)$ est une série de Taylor à coefficients dans k et si C_K est le cercle de convergence de $f(x)$ dans une extension valuée complète K de k, il existe un K tel que $f(x)$ ne soit pas partout prolongeable sur aucun cercle $\supset C_K$.*

Idée de démonstration. — Si le théorème est faux, $C = C_K$ est, pour tout K, un cercle non circonférencié, dont le rayon soit r^-. Soient $a \in C$ et $S = S(a, r)$. Soient $g(x)$ un prolongement de $f(x)$, dont le support soit D, et $g^*(x) + \Sigma g^{(C_1)}(x)$, où C_1 parcourt les cercles de rayon r^-, qui sont $\subset C$, sa décomposition comme plus haut. Puisque $g(x) = f(x)$ sur $D \cap C$, il est impossible que tous les $g^{(C_1)}(x)$ soient nuls, car cela implique que $f(x) = g^*(x)$ et converge en dehors de C. Soit $g^{(C_1)}(x) \neq 0$. C'est une série principale par rapport à tout $x - c_1$, $c_1 \in C_1$, convergente en dehors de C_1. On montre que K et c_1 peuvent être choisis de manière que « le cercle de non-convergence » N_1 de cette série soit le plus petit possible (même quand on fait varier K). Comme l'homographie $x_1 = 1/(x - c_1)$ transforme N_1 en un cercle de centre ∞, la prolongabilité de $f(x)$ à N_1 montre que son rayon r_1 est réel, donc $< r$. Si $\varphi_1(x_1) = f^{(C_1)}(x) = f_1(x)$, on obtient, par le même procédé appliqué à $\varphi_1(x_1)$, un cercle de $C_2 \subset N_1$ de rayon r_1^- et un cercle $N_2 \subset C_2$ de rayon réel $r_2 < r_1$, qui soit le cercle de non-convergence du plus petit rayon possible pour $f^{(C_2)}(x)$. Ainsi on forme une chaîne de cercles $C \supset C_1 \supset N_1 \supset \ldots \supset C_n \supset N_n \supset \ldots$ et celle des éléments analytiques $f(x), f_1(x), \ldots, f_n(x), \ldots$ tels que N_n soit le plus petit cercle possible de non-convergence de $f_n(x)$ et que $f_n(x) = f_{n-1}^{(C_n)}(x)$. On peut choisir K de manière que $C^* = \cap C_n \neq \emptyset$, et il existe un élément analytique prolongeant $f(x)$, dont le support E soit non disjoint et avec C^* et avec son complémentaire dans C_1. Il existe donc un $e \in C^* \cap E$ et un $b \in E$, mais $\notin C_n$ pour quelque n, et, par quasi-connexité de E, seul un nombre fini de circonférences de centre e sont $\subset C_n$ et $\not\subset E$. Il existe donc un $m \geq n$ tel que le complémentaire de C^* dans C_m soit $\subset E$, d'où résulte l'absurdité que $f_m(x)$, développée en série de Laurent par rapport à $x - e$, converge partout en dehors de C^*.

(*) Séance du 1er juillet 1957. Le présent texte remplace celui des *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 270, rendu incompréhensible par une erreur dans l'ordre des pages.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2570.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les correspondances vectorielles.* Note (*) de M. **François Trèves**, présentée par M. Jacques Hadamard.

On poursuit l'étude de la notion de domination, introduite dans une Note précédente (1). Après l'énoncé de deux lemmes fondamentaux, on passe en revue un certain nombre de critères permettant de reconnaître l'existence de relations de domination entre opérateurs différentiels du type P(3°, D) (1).

Définitions et notations restent celles de la Note (I).

L'usage de la notion de domination est considérablement simplifié par les deux lemmes qui suivent, dont les énoncés et les preuves sont calqués sur le théorème 2.2 et le lemme 2.7 de la Thèse de M. L. Hörmander ([2]).

LEMME 1. — *A chaque ouvert borné* Ω *de* R^n *correspond une constante* $A_\Omega < +\infty$, *ne dépendant que de* Ω *et des degrés de* $P(y^0, y)$ *par rapport aux* y_j $(1 \leq j \leq n)$, *telle que*

$$\| \exp\langle x,\, h(y^0)\rangle P^{(p)}(y^0, D)\varphi \| \leq A_\Omega \| \exp\langle x,\, h(y^0)\rangle P(y^0, D)\varphi \|$$

pour toute $\varphi \in E_\Omega$, *toute application spéciale* $h(y^0)$ *et tout* $p \in N^n$.

L'essentiel du lemme 2 tient dans l'énoncé suivant :

LEMME 2. — *Soit* $\gamma(h)$ *une fonction* ≥ 0 *sur l'ensemble des applications spéciales. Les deux propriétés ci-dessous sont équivalentes :*

a. Il existe un ouvert non vide U *de* R^n *et une constante* $A_U < +\infty$ *tels que*

$$\| \exp\langle x,\, h(y^0)\rangle Q(y^0, D)\varphi \| \leq A_U\, \gamma(h) \| \exp\langle x,\, h(y^0)\rangle P(y^0, D)\varphi \|$$

pour toute $\varphi \in E_U$ *et toute application spéciale* $h(y^0)$.

b. Il existe une constante $A < +\infty$ *telle que*

$$\sum_p \left| Q^{(p)}\left(y^0, y - \frac{h(y^0)}{2i\pi}\right)\right|^2 \leq A^2\gamma^2(h) \sum_p \left| P^{(p)}\left(y^0, y - \frac{h(y^0)}{2i\pi}\right)\right|^2$$

pour tout $y \in R^n$, *toute* $h(y^0)$ *spéciale et tout* $y^0 \in R^\nu$.

Première conséquence du lemme 2 : si $P(y^0, D)$ domine $Q(y^0, D)$ sur un ouvert non vide de R^n, cela sera encore vrai sur tout ouvert borné. Nous dirons alors simplement que $P(y^0, D)$ domine $Q(y^0, D)$.

Les lemmes 1 et 2 servent à établir des critères de domination. Nous allons examiner certains de ces critères, mais dans deux cas seulement : celui où $\nu = 0$; celui où $n = 1$. Le premier correspond à une définition très stricte de la domination : on s'y astreint, en effet, à n'utiliser que des applications spéciales qui soient des constantes par rapport à toutes les variables, alors que dans le dernier cas, elles ne doivent l'être que par rapport à une seule. Mais ce qu'on gagne, ainsi, sur les $h(y^0)$, on le perd, pour le théorème 2 de la Note (I), sur les coefficients $a_j(x)$ qui pourront dépendre de toutes les variables si $\nu = 0$ et seulement d'une, si $n = 1$. On pourrait, évidemment, étudier aussi les cas intermédiaires.

Premier cas : $\nu = 0$. — Convenons d'appeler *semblables* deux polynomes $P(y)$ et $Q(y)$, à coefficients complexes, sur R^n, s'il existe un automorphisme vectoriel u de R^n tel que $Q(y) = P(u.y)$. Voyons d'abord les opérateurs *dominants*, c'est-à-dire qui dominent la constante 1. A ce cas correspondent, par le théorème 2 de la Note (I), des propriétés de certains opérateurs $P(D_x) + a(x)$. Nous poserons $\tau = [n/2]$.

THÉORÈME 1. — *Pour que* P(D) *soit non dominant, il faut et il suffit qu'il*

existe un polynome $\Pi(Z_1, \ldots, Z_\tau)$ *à* τ *indéterminées, tel que* $\Pi(y_1 + iy_{\tau+1}, \ldots, y_\tau + iy_{2\tau})$ *et* $P(y)$ *soient semblables.*

THÉORÈME 2. — *Pour que* $P(D)$ *soit dominant, il faut et il suffit qu'il existe* $h \in R^n$, $A < +\infty$ *et* $\rho > 0$ *tels que, pour tout* $y \in R^n$ *et tout* $t \in R^1$:

$$(1) \qquad |t|^\rho \leq A\left(\sum_p |p^{(p)}(y + ith)|^2\right)^{\frac{1}{2}}.$$

Dans ces deux énoncés, le caractère suffisant des conditions est quasi évident; leur nécessité se prouve par des récurrences emboîtées.

Le plus simple des opérateurs non dominants est $\partial/\partial x_1 + i\partial/\partial x_2$ [et pour $n = 2$, tout $P(D)$ non dominant est elliptique]. Δ, $\square$, l'opérateur de la chaleur sont dominants ainsi que tous les $P(D)$ autoadjoints. Pour ces opérateurs, on peut prendre $\rho = 1$ dans (1). Notons m le degré de $P(y)$, et $P_m(y)$ sa partie homogène de degré m. $P(D)$ est dominant si $P_m(D)$ l'est, ce qui est vrai lorsque $P_m(y) = y_1^m + L(y_2, \ldots, y_n)y_1^{m-1} + R(y)$, où L est une forme linéaire réelle et où $\deg_{y_1} R \leq m - 2$. Là aussi, on pourra prendre $\rho = 1$ dans (1).

Bien entendu, si $P(y)$ et $Q(y)$ sont semblables, et si $P(D)$ est dominant, il en sera de même de $Q(D)$.

Voici maintenant un critère de domination, où les « dominés » ne se réduisent pas à la constante 1. Gardons leur sens précédent à m et à P_m.

PROPOSITION 1. — *Pour que* $P(D)$ *équidomine les* D^p, *avec* $|p| \leq m - 1$, *il faut et il suffit qu'il existe* $h \in R^n$ *et* $A < +\infty$ *tels que*

$$|y + ih|^{m-1} \leq A\,|P_m(y + ih)| \qquad \textit{pour tout } y \in R^n.$$

Cette proposition montre que, parmi les opérateurs du deuxième ordre, dont la partie homogène d'ordre 2 est réelle, les seuls qui dominent tous les opérateurs d'ordre ≤ 1 sont ceux semblables au dalembertien.

Signalons enfin que si $P(D)$ est hypoelliptique et équidomine les $Q_j(D)$ $(1 \leq j \leq r)$, alors $P(D) + \sum_{j=1}^{r} a_j(x) Q_j(D)$ est hypoelliptique, quelles que soient les fonctions $a_j(x) \in \mathcal{E}$.

Deuxième cas : $n = 1$ (ν est quelconque) :

PROPOSITION 2. — *Supposons que* $P(y^0, y) = y^m + R(y^0, y)$, *où* $\deg_y R \leq m - 1$. *Alors, à tout* $\varepsilon > 0$ *correspond* $h(y^0)$ *spéciale telle que, pour tout* $(y^0, y) \in R^\nu \times R^1$ *et tout entier* $p \geq 0$,

$$|P^{(p)}(y^0, y + ih(y^0))| \leq \varepsilon^p\,|P(y^0, y + ih(y^0))|.$$

On construit les $h(y^0)$ de cet énoncé par la même méthode qui nous a servi ([3]) à former, pour certains opérateurs différentiels dépendant de paramètres, des solutions élémentaires, fonctions continues de ces paramètres à valeurs dans $\mathcal{D}'$. D'ailleurs, la « domination » peut mener à des conclusions dans ce genre de questions, comme le montre :

PROPOSITION 3. — *Supposons qu'à tout $\varepsilon > 0$ corresponde une application spéciale $h(y^0)$ telle que, pour tout $y \in R^1$ et tout $y^0 \in R^\nu$ on ait*

$$1 + \sum_{j=1}^{r} |Q_j(y^0, y + ih(y^0))| \leq \varepsilon\, |P(y^0, y + ih(y^0))|.$$

Soient une variété C^∞, V, et r fonctions $a_j(v) \in \mathcal{E}(V)$. Alors, il existe une application C^∞, $E(x^0, x; v)$, de V dans $\mathcal{L}_{x^0,x}^{-[(\nu+1)/2]-1}$, telle que, pour tout $v \in V$,

$$\left[P(D_{x^0}, D_x) + \sum_{j=1}^{r} a_j(v)\, Q_j(D_{x^0}, D_x)\right] E(x^0, x; v) = \delta_{x^0, x}.$$

Signalons deux cas, qui permettent d'utiliser la proposition 3, moyennant éventuellement un passage à des opérateurs semblables.

1° $P(D_{x^0}, D_x)$ est hypoelliptique sur $R^\nu \times R^1$; les $Q_j(v^0, x)$ sont les dérivées d'ordre ≥ 1 de $P(y^0, y)$ par rapport à y et aux y_k^0;

2° $P(y^0, y)$ est de degré m (en y et en y^0) et il existe un vecteur

$$(a_0, a_1, \ldots, a_\nu) \in R^{\nu+1}$$

tel que la conjonction

$$P_m(y^0, y) = 0 \qquad \text{et} \qquad a_0 \frac{\partial P_m}{\partial y}(y^0, y) + \sum_{k=1}^{\nu} a_k \frac{\partial P_m}{\partial y_k^0}(y^0, y) = 0 \qquad \text{entraîne} \quad y = 0.$$

Bien entendu, on pourra aussi, dans ces deux cas, tirer profit du théorème 2 de la Note (I). Mais il faudra tenir compte des passages à des opérateurs semblables effectués, pour la fixation de la variable réelle dont dépendront les coefficients a_j.

(*) Séance du 30 septembre 1957.
(1) *Voir* Note (I), *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1200.
(2) *Acta Mathematica*, 94, 1955.
(6) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1250.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur la notion d'indépendance limite de deux variables aléatoires. Application à l'étendue et au milieu d'un échantillon.* Note (*) de M. **JEAN GEFFROY**, transmise par M. Georges Darmois.

1. La notion d'indépendance limite de deux variables aléatoires X_n et Y_n peut être envisagée sous des aspects très divers et, de ce fait, recevoir de multiples définitions non équivalentes.

Nous allons considérer ici deux d'entre elles.

a. Soient $F_n(x, y)$ la fonction de répartition du couple (X_n, Y_n) et $A_n(x)$, $B_n(y)$ les répartitions marginales. On dit que X_n et Y_n tendent à devenir

globalement indépendantes si

$$F_n(x, y) - A_n(x)\,B_n(y) \to 0 \quad \text{uniformément avec } \frac{1}{n}.$$

Cette définition s'applique, en particulier, au cas où $F_n(x, y)$ a une limite $\mathcal{F}(x, y)$, cette fonction correspondant à deux variables indépendantes X, Y.

b. On dit que Y_n est asymptotiquement strictement indépendante de X_n en probabilité si l'écart maximum entre la fonction de répartition marginale de Y_n et la fonction de répartition de Y_n liée par X_n tend vers zéro en probabilité quand $n \to \infty$. Sous une autre forme, si l'on appelle $B_n^*(y; x)$ la fonction de répartition de Y_n liée par $X_n = x$ et E_n l'ensemble des valeurs de x telles que :

$\operatorname{Max}\{|B_n^*(y; x) - B_n(y)|\} < \varepsilon$, où ε est un nombre positif arbitrairement petit, on a $\Pr\{X_n \in E_n\} \to 1$ quand $n \to \infty$.

Soit I_n un intervalle, ou la réunion d'un nombre fini et borné d'intervalles. La définition précédente entraîne

$$\Pr\{Y_n \in I_n\} - \Pr\{Y_n \in I_n/X_n\} \to 0 \qquad \text{en probabilité quand} \quad n \to \infty.$$

2. Théorème. — *L'indépendance asymptotique stricte de* Y_n *par rapport à* X_n *entraîne l'indépendance asymptotique globale de* X_n *et* Y_n. *La réciproque n'est pas vraie.*

Il faut noter que l'indépendance asymptotique stricte de Y_n *par rapport à* X_n *n'entraîne pas la même propriété de* X_n *vis-à-vis de* Y_n.

3. Appliquons nos deux définitions à l'étude de la stabilité d'une somme.

a. Théorème. — *Soit deux variables aléatoires* X_n *et* Y_n *telles que* Y_n *soit asymptotiquement strictement indépendant de* X_n *en probabilité. Pour que la somme* $X_n + Y_n$ *soit stable, il faut et il suffit que* X_n *et* Y_n *le soient.*

b. Théorème. — *Étant donné deux variables* X_n *et* Y_n *asymptotiquement globalement indépendantes, pour que* $X_n + Y_n$ *soit stable il faut et il suffit que* X_n *et* Y_n *le soient.*

Le premier de ces théorèmes est une conséquence immédiate du second. Mais il est susceptible d'une démonstration directe très simple, tandis que le deuxième nécessite le lemme suivant :

Pour qu'une suite (X_n) ne soit pas stable, il faut et il suffit qu'il existe un nombre positif d et une suite ξ_m tels que

$$F_m(\xi_m) \geqq \alpha > 0 \qquad \text{et} \qquad 1 - F_m(\xi_m + d) \geqq \beta > 0$$

pour une infinité de valeurs de m, α et β étant deux constantes.

4. Théorème. — *Soit* Y_n *et* Z_n *les valeurs extrêmes d'un échantillon.* Y_n *est asymptotiquement strictement indépendant de* Z_n *en probabilité.*

La fonction de répartition de Y_n lié par $Z_n = z$ est définie par

$$\mathcal{F}_n^*(y; z) = 0 \qquad \text{si} \quad y < z,$$

$$\mathcal{F}_n^*(y; z) = \left[\frac{F(y) - F(z)}{1 - F(z)}\right]^{n-1} \qquad \text{si} \quad y \geqq z;$$

$\mathcal{F}_n(y)$ étant la fonction de répartition marginale de Y_n, on a

$$\operatorname*{Max}_{(y)}[|\mathcal{F}_n(y) - \mathcal{F}_n^\star(y; z)|] < \frac{F(z)}{1 - F(z)} + \frac{1}{n}.$$

Or z est une valeur prise par Z_n, et $F(Z_n) \to 0$ en probabilité quand $n \to \infty$. Donc $F(Z_n)/[1 - F(Z_n)] + (1/n) \to 0$ en probabilité quand $n \to \infty$, ce qui établit le théorème.

5. Corollaires. — *a. Pour que l'étendue* $R_n = Y_n - Z_n$ *d'un échantillon soit stable, il faut et il suffit que* (Y_n) *et* (Z_n) *le soient;*

b. Pour que le milieu $M_n = (1/2)(Y_n + Z_n)$ *d'un échantillon converge en probabilité vers un nombre certain l, il faut et il suffit que* (Y_n) *et* (Z_n) *soient stables et que*

$$\frac{1}{2}[F^{-1}(x) + F^{-1}(1 - x)] \to l \qquad \textit{quand} \quad x \to +0,$$

Si la répartition $F(x)$ est symétrique, par rapport à zéro par exemple, la stabilité de Y_n est une condition nécessaire et suffisante de convergence du milieu vers zéro.

6. Théorème. — Y_n^α *et* Z_n^β *étant respectivement les valeurs de rang* α *d'un échantillon à partir de la droite et de rang* β *à partir de la gauche,* Y_n^α *est asymptotiquement strictement indépendant de* Z_n^β *en probabilité.*

Soit $\mathcal{F}_{n,\alpha}(y)$ la loi marginale de Y_n et $\mathcal{F}_{n,\alpha}^\star(y; z)$ sa loi liée par $Z_n = z$. On a

$$\operatorname*{Max}_{(y)}\{|\mathcal{F}_{n,\alpha}(y) - \mathcal{F}_{n,\alpha}^\star(y; z)|\} < \left[\left(\frac{n}{n - \alpha - \beta}\right)^\alpha - 1\right] + \left[\frac{1}{(1 - F(z))^\alpha} - 1\right].$$

En remplaçant z par Z_n, on voit que le second membre converge en probabilité vers zéro, ce qui établit le théorème.

On déduit de ce théorème des conséquences analogues à celles du paragraphe 5.

(*) Séance du 7 octobre 1957.

MÉCANIQUE NON LINÉAIRE. — *Synchronisation des systèmes mécaniques. Sur l'existence simultanée de deux types de solutions périodiques d'équations différentielles non linéaires à coefficients périodiques.* Note (*) de M. **Robert Faure**, présentée par M. Louis de Broglie.

On montre dans cette Note l'existence de deux types distincts de solutions périodiques d'un système d'équations différentielles non linéaires à coefficients périodiques; l'une toujours de même période que l'excitation; l'autre donnant lieu éventuellement aux synchronisations harmoniques ou hyperharmoniques. Ce dernier type est alors le seul existant.

Certaines contradictions semblent apparaître dans les études relatives à la

synchronisation des systèmes mécaniques. Elles sont dues à l'existence de deux types de solutions périodiques.

Considérons un système mécanique S défini par ses coordonnées $q_1, q_2, \ldots, q_n$. En absence de couplage et d'excitation périodique externe l'évolution de chaque q_i est définie par une équation différentielle (E_i) linéaire d'ordre p_i à coefficients réels et constants.

$$\text{(I)} \qquad D(q_i) = 0, \qquad D(q_i) = q_i^{p_i} + a_{i1} q_i^{p_i - 1} + \ldots + a_{i,p_i} q_i = 0 \qquad (a_{i,p_i} \neq 0).$$

$\Delta_i(r_i)$ est l'équation caractéristique de E_i :

$$\Delta_i(r_i) = r^{p_i} + a_{i1} r^{p_i - 1} + \ldots + a_{ip_i} = 0.$$

Compte tenu du couplage et de l'excitation périodique externe le système est régi par les E'_i :

$$\text{(II)} \qquad D_i(q_i) = \lambda f_i(q_j, q_j^{(r)}, t) \qquad (\lambda > 0),$$

les f_i sont analytiques en q_j, en leurs dérivées par rapport à t : $q_j^{(r)}$, $r \leqq p_j - 1$, ainsi que par rapport à t. Elles sont toutes périodiques de même période T en t.

Existence du premier type de solution. — Les notations sont celles de ([1]) et de ([2]). Chaque f_i considérée comme fonction des variables indépendantes : $u = y_1$, $v = y'_1$, $w = y''_1$, ..., est de la forme $f_i = \sum_{pqr} f_{i,pqr} u^p v^q w^r$, les $f_{i,pqr}$ étant de périodes T, normées dans (B). Avec $\|f_{i,pqr}\| = A_{i,pqr}$. Les séries multiples $F_i(u, v, w)$ sont convergentes toutes pour u_0, v_0, w_0,

$$F_i(u, v, w, \ldots) = \sum_{pqr} A_{i,pqr} u^p v^q w^r.$$

En supposant *essentiellement* que les $f_i(0, 00, \ldots, t)$ dont les normes dans (B) sont les $A_{i,00,\ldots,0}$ ne sont pas tous nuls; on démontre par l'intermédiaire d'une récurrence dans (B) l'existence d'une solution périodique de période T, pourvu que λ soit suffisamment petit avec $0 \neq \Delta_j(n\omega i)$ quel que soit j, n entier avec $i^2 + 1 = 0$.

La démonstration est une combinaison de celles des Notes ([1]) et ([2]), on impose aux deux suites des $\|u_{i,n}\|$ et $\|u_{i,n}^{(p_i - 1)}\|$ d'être constamment bornées par des nombres fixes l_i et m_i et l'on utilise les inégalités

$$\omega^{p_i - 2} \| u'_{i,n} \| \leqq \omega^{p_i - 3} \| u''_{i,n} \| \leqq \cdots \leqq \| u_{i,n}^{(p_i - 1)} \|$$

on impose ensuite aux deux suites de converger dans (B).

L'ensemble des solutions tend vers zéro avec λ. Les solutions n'existent pas si la fréquence d'une oscillation propre d'une E_i est égale ou multiple de la fréquence de l'excitation externe, c'est-à-dire s'il existe un entier n tel que

$$\Delta(n\omega i) = \Delta_j(-n\omega i) = 0.$$

Soit A ce type de solutions; la stabilité est donnée par les E_i.

Existence du deuxième type de solution. — En supposant maintenant que toutes les solutions des E_i sont périodiques, $p_i = 2q_i$, si les T_{i1}, T_{ik}, T_{ir_i} sont les périodes des E_i, tous les rapports T_{ij}/T étant supposés rationnels; il existe une période τ commune aux f_i et E_i.

Les $y_{i1}, y_{i2}, \ldots, y_{ip_i}$ constituant un système fondamental réel pour les E_i, la méthode de la variation des constantes :

$$q_i = \sum \alpha_{ik} y_{ik}(t)$$

$$\sum_k \alpha'_{ik} y_{ik}(t) = \ldots = \sum_k \alpha'_{ik} y_{ik}^{(p_i-2)}(t) = 0.$$

conduit au système de $\sum n_i$ équations différentielles du premier ordre E

$$\frac{d\alpha_{ik}}{dt} = \lambda g_{ik}(\alpha_{lm}, t), \qquad g_{ik}(\alpha_{lm}, t) = g_{ik}(\alpha_{lm}, t+\tau),$$

en vertu de théorèmes établis par Haag : à tous systèmes de solutions constantes et stables α_{lm0} du système

$$\frac{du_{ik}}{dt} = \lambda G_{ik}(u) \quad (\lambda > 0), \qquad G_{ik}(\alpha_{lm0}) = 0,$$

$$G_{ik}(u) = \frac{1}{\tau}\int_0^\tau g_{ik}(u, t)\, dt$$

correspond pour λ suffisamment petit un système de solutions périodiques stables de période τ ; $\alpha_{lm}(t)$.

Si $\lambda \to 0$, les $\alpha_{lm}(t)$ périodiques tendent vers les α_{lm0} et les solutions correspondantes de S tendent alors vers des solutions finies non nulles. Soit B ce type de solution.

On peut donc synchroniser un système mécanique de deux manières lorsque la perturbation est d'amplitude faible λ petit; la première A est une synchronisation strictement de même période que l'excitation.

L'amplitude de A tend vers zéro avec λ, l'autre B n'a lieu que si tous les rapports T_{ij}/T sont rationnels mais demeure d'amplitude finie lorsque λ tend vers zéro, B donne lieu éventuellement à la synchronisation ou à la synchronisation hyperharmonique : $\Delta_j(n\omega_i) = 0$, A n'existe pas alors

L'équation de Van der Pol admet les deux types de solutions A et B. Le phénomène Bethenod n'admet que des solutions du type A, l'équation ([3]) relative à la self n'admettant pas de solutions périodiques.

(*) Séance du 7 octobre 1957.
([1]) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2764.
([2]) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 3022.
([3]) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1824.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Détermination de la vitesse d'un fluide parfait incompressible en fonction de son rotationnel.* Note de M. **Robert Legendre**, présentée par M. Maurice Roy.

L'emploi des fonctions de Green et Neumann permet de donner à la vitesse une expression commode pour certaines applications.

1. La détermination de la vitesse en fonction de son rotationnel comporte la résolution, par la méthode de Fredholm, d'un problème de Neumann pour chaque distribution du rotationnel.

Lorsque la surface S qui limite le fluide reste simple, au cours de sa déformation, il peut être plus avantageux de calculer les fonctions de Green et de Neumann pour disposer d'une formule explicite de calcul de la vitesse.

2. En raison du caractère linéaire des conditions portant sur la vitesse, celle-ci peut être décomposée en deux vecteurs :

l'un $\overline{V}_1$ est la vitesse d'un écoulement irrotationnel de même surface limite S;

l'autre $\overline{V}_2$ est la vitesse d'un écoulement ayant le rotationnel fixé, tangente à la surface limite S à un instant.

3. Le potentiel φ_1 de V_1 est la solution d'un problème de Neumann :

$$\overline{V}_1(M) = \operatorname{grad}\varphi_1(M),$$

$$\varphi_1(M) = -\frac{1}{4\pi}\iint_S V_n(A)\,\gamma(A, M)\,dS,$$

où $V_n(A)$ est la composante de la vitesse normale à la surface S en A (donnée, ou aisément calculable d'après la forme de la surface à chaque instant). $\gamma(A, M)$ est la fonction de Neumann pour M intérieur à cette surface et dS l'élément de surface balayée par A.

4. Pour le calcul d'un vecteur de rotationnel donné, il suffit de substituer dans la solution classique la fonction de Green à l'inverse de la distance de deux points pour que la solution particulière trouvée soit tangente à S

$$\overline{V}_2(M) = \operatorname{rot}_M \overline{\mathfrak{V}}(M),$$

$$\overline{\mathfrak{V}}(M) = \frac{1}{4\pi}\iiint_\Omega \operatorname{rot}_A[\overline{V}(A)]\,g(A, M)\,d\Omega,$$

où $\operatorname{rot}_A[\overline{V}(A)]$ est le rotationnel donné au point A du volume Ω enfermé par S, $g(A, M)$ est la fonction de Green et l'élément $d\Omega$ est relatif au volume balayé par A.

La validité de cette solution est montrée ci-après.

5. L'expression de $\overline{V}_2(M)$ définit effectivement une solution particulière :

$$\text{rot}\,\overline{V}_2 = \text{rot}\,\text{rot}\,\overline{\mathcal{V}} = -\Delta\overline{\mathcal{V}} + \text{grad}(\text{div}\,\overline{\mathcal{V}}),$$

$$\begin{aligned}
\text{div}\,\overline{\mathcal{V}}(M) &= \frac{1}{4\pi}\iiint_\Omega \text{rot}_A[\overline{V}(A)]\,\text{grad}_M[g(A, M)]\,d\Omega \\
&= -\frac{1}{4\pi}\iiint_\Omega \text{rot}_A[\overline{V}(A)]\,\text{grad}_A[g(A, M)]\,d\Omega \\
&= -\frac{1}{4\pi}\iint_S \text{rot}_A[\overline{V}(A)]_n\,g(A, M)\,dS \\
&\quad + \frac{1}{4\pi}\iiint_\Omega \text{div}_A[\text{rot}_A\overline{V}(A)]\,g(A, M)\,d\Omega,
\end{aligned}$$

où $\text{rot}_A[\overline{V}(A)]_n$ représente la composante du rotationnel normale à S.

Comme g est nul sur S et $\text{rot}_A\overline{V}(A)$ solénoïdal dans Ω, le vecteur $\overline{\mathcal{V}}(M)$ est à divergence nulle.

D'autre part, g étant harmonique et se comportant comme l'inverse de la distance de A à M lorsque cette distance est faible,

$$\Delta\overline{\mathcal{V}} = \frac{1}{4\pi}\iiint_\Omega \text{rot}_A[\overline{V}(A)]\,\Delta_M[g(A, M)]\,d\Omega = -\,\text{rot}_M\overline{V}(M),$$

$$\text{rot}_M\overline{V}_2(M) = \text{rot}_M\overline{V}(M).$$

6. Le vecteur $\overline{V}_2$ est tangent à la surface S car

$$\text{rot}_M\overline{\mathcal{V}}(M) = \frac{1}{4\pi}\iiint_\Omega \text{rot}_A[\overline{V}(A)] \wedge [\text{grad}_M g(A, M)]\,d\Omega.$$

Comme $g(A, M)$ est nul sur S, son gradient est normal à S et le produit vectoriel de ce gradient par un autre vecteur est tangent à S.

7. La solution explicite trouvée :

$$\overline{V}(M) = \overline{V}_1(M) + \overline{V}_2(M)$$

satisfait aux conditions initiales et aux conditions aux limites. Elle définit en outre, par les formules de Helmholz, la dérivée du rotationnel par rapport au temps et détermine donc, comme la solution classique, l'évolution de la masse fluide dans le temps.

8. En raison de la lourdeur des calculs, les problèmes sont le plus souvent schématisés par concentration du rotationnel sur des surfaces ou sur des lignes tourbillons.

Lorsque la concentration est faite sur des lignes, le vecteur $\overline{\mathcal{V}}(M)$ devient singulier sur une telle ligne et le calcul de la vitesse de déplacement de cette ligne pose un problème analogue à la détermination de la partie principale d'une intégrale singulière.

Conformément à une suggestion de M. Maurice Roy, il convient d'inter-

prêter la ligne tourbillon comme une limite d'un tube délié où le rotationnel du fluide est élevé mais détermine la vitesse de tous les éléments conformément aux calculs des précédents paragraphes.

Une telle interprétation est d'ailleurs indispensable s'il s'agit de calculer l'écoulement d'un fluide compressible dont les équations ont été, par une linéarisation convenable, ramenées à celles de l'écoulement d'un fluide imcompressible.

9. La vitesse en un point M_0 n'est pas altérée si du champ $\overline{V}(M)$ est retranché un champ $\overline{V}_3(M)$ nul en M_0.

Si M_0 est le centre de gravité des aires des sections d'un filet rotationnel délié, pondérées de l'intensité du rotationnel, et si $\overline{V}_3(M)$ est le champ induit dans l'espace infini par un autre filet rotationnel de même circulation mais de révolution autour de $\text{rot}\,\overline{V}(M_0)$, alors $\overline{V}(M) - \overline{V}_3(M)$ reste fini lorsque le rotationnel est concentré sur une ligne, même lorsque M tend vers M_0. Comme $\overline{V}_3(M_0) = 0$, la valeur finie ci-dessus est la vitesse d'entraînement de la ligne tourbillon.

A la limite $\overline{V}_2(M)$ dérive d'un potentiel φ_2 et $\overline{V}_3(M)$ dérive du potentiel $\varphi_3 = \Gamma\theta/2\pi$ où Γ désigne la circulation du tube délié concentrée sur la ligne tourbillon et θ l'angle du plan, passant par M, M_0 et contenant $\text{rot}\,\overline{V}(M_0)$ avec un plan fixe contenant M_0 et $\text{rot}\,\overline{V}(M_0)$. La vitesse d'entraînement de la ligne dérive donc de $\varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_3$.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur le mouvement de la goutte relativiste de Bohm et Vigier.* Note(*) de M. **Francis Halbwachs**, présentée par M. Louis de Broglie.

On étudie le mouvement du centre de matière dans le référentiel d'inertie de Weyssenhoff. On peut alors expliciter et interpréter la relation entre la masse totale au sens de Weyssenhoff et la masse totale au sens de M. Louis de Broglie.

Dans l'étude relativiste d'une goutte macroscopique de fluide classique en rotation ([1]) on définit un point intrinsèque Y_μ de la goutte, le *Centre de matière*. Soit u_μ sa vitesse unitaire ($u_\mu u_\mu = -c^2$), Σ_0 le référentiel galiléen (référentiel propre) qui lui est attaché à l'instant considéré, τ le temps de ce référentiel (temps propre). En l'absence de forces extérieures, on peut définir un vecteur *impulsion totale* g_μ constant dans le temps ([2]). En particulier, en désignant par un point la dérivation par rapport au temps propre, on a

$$\dot{g}_\mu = 0. \tag{1}$$

Cette impulsion permet de définir la *masse propre d'impulsion* m_0 de M. Louis de Broglie ([3]), constante dans le temps : $m_0^2 c^2 = -g_\mu g_\mu$, et également la masse d'inertie μ_0 de Weyssenhoff ([4]) : $\mu_0 c^2 = -g_\mu u_\mu$.

On définit également un tenseur antisymétrique $S_{\mu\nu}$, le *moment angulaire total* de la goutte *par rapport au centre de matière,* qui est régi par l'équation

(2) $$\dot{S}_{\mu\nu} = g_\mu u_\nu - g_\nu u_\mu.$$

Si l'on pose

(3) $$S_{\mu\nu} u_\nu = c t_\mu$$

les équations (1), (2) et (3) fournissent une généralisation [5] de la dynamique de Möller [6], Mathisson [7] et Weyssenhoff [4]. Si l'on introduit le vecteur *spin :* $s_\mu = i\varepsilon_{\nu\alpha\beta\mu} u_\nu S_{\alpha\beta}/2c$ [8] on peut remplacer la donnée du tenseur $S_{\mu\nu}$ par celle des deux vecteurs s_μ et t_μ et l'on a [5]

$$S_{\mu\nu} = \frac{i\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} u_\alpha s_\beta + (u_\mu t_\nu - u_\nu t_\mu)}{c}.$$

Rapportons la goutte au référentiel propre Σ_0. On peut déterminer un nouveau point, le *centre de masse* X_μ, en généralisant la formule du barycentre : $X_\mu \Sigma m_0^k = \Sigma m_0^k x_\mu^k$, m_0^k étant la masse (relativement au référentiel Σ_0) de l'élément de fluide de coordonnées x_μ^k [6]. On démontre alors [1] que

(4) $$S_{\mu\nu} u_\nu = \mu_0 c^2 (Y_\mu - X_\mu).$$

Le vecteur t_μ s'exprime ainsi par $t_\mu = -\mu_0 c Q_\mu$ où $Q_\mu = X_\mu - Y_\mu$ désigne le vecteur joignant le centre de matière au centre de masse.

D'autre part, on peut rapporter la goutte au *référentiel d'inertie* Σ_I [4] qui est orthogonal à l'impulsion g_μ, référentiel qui, à la différence du référentiel propre, est invariable au cours du temps. On peut définir de même un troisième point, *le centre de gravité* Z_μ par la formule du barycentre : $Z_\mu \Sigma m_1^k = \Sigma m_1^k x_\mu^k$, les masses m_1^k étant évaluées dans le référentiel Σ_I, ce qui distingue le point Z_μ du point X_μ [6]. Un raisonnement analogue à celui qui fournit l'équation (4) montre que

(5) $$\boxed{S_{\mu\nu} g_\nu = m_0^2 c^2 (Y_\mu - Z_\mu) = m_0^2 c^2 R_\mu}$$

et l'on fait apparaître le vecteur $R_\mu = Y_\mu - Z_\mu$ joignant le centre de gravité au centre de matière. Ce vecteur est intéressant parce que son origine Z_μ est constamment au repos dans le référentiel d'inertie.

Projetons R_μ sur les trois vecteurs g_μ, u_μ, s_μ. On a évidemment

(6) $$R_\mu g_\mu = 0,$$

R_μ se trouvant dans l'espace du référentiel d'inertie.

On a

(7) $$R_\mu u_\mu = \frac{Q_\mu g_\mu \mu_0}{m_0^2}$$

et

(8) $$R_\mu s_\mu = -\frac{Q_\mu s_\mu \mu_0^2}{m_0^2}.$$

D'autre part, en dérivant par rapport au temps propre, on a

$$\dot{R}_\mu = u_\mu - \frac{g_\mu \mu_0}{m_0^2} \tag{9}$$

et, en contractant par R_μ,

$$R_\mu \dot{R}_\mu = R_\mu u_\mu = \frac{Q_\mu g_\mu \mu_0}{m_0^2}. \tag{10}$$

Enfin, en contractant par u_μ,

$$\dot{R}_\mu u_\mu = \frac{(\mu_0^2 - m_0^2) c^2}{m_0^2}. \tag{11}$$

Exprimons les relations (9) et (11) dans le référentiel d'inertie $\Sigma_I (g_k = 0, g_4 = icm_0)$, en appelant v_k la vitesse (de module v) du centre de matière par rapport à Σ_I et en posant $\alpha = [1 - (v^2/c^2)]^{-(1/2)}$,

$$\dot{R}_k = u_k = \alpha v_k, \tag{12}$$

$$\dot{R}_4 = ic\left(\alpha - \frac{\mu_0}{m_0}\right). \tag{13}$$

La relation (12) est évidente, puisque l'origine de R_μ est immobile par rapport à Σ_I. L'équation (10) donne alors

$$\dot{R}_\mu u_\mu = \frac{(\mu_0^2 - m_0^2) c^2}{m_0^2} = \alpha^2 v^2 - ic\left(\alpha - \frac{\mu_0}{m_0}\right)\alpha ic$$

$$= \alpha^2 (v^2 - c^2) + \alpha c^2 \frac{\mu_0}{m_0} = - c^2 + \alpha c^2 \frac{\mu_0}{m_0}.$$

Soit

$$\frac{\mu_0^2}{m_0^2} - 1 = -1 + \alpha \frac{\mu_0}{m_0}$$

ou encore

$$\boxed{\alpha = \frac{\mu_0}{m_0}}$$

ce qui étend au cas général une formule déjà donnée par Weyssenhoff. On en tire l'expression de la vitesse

$$v = \frac{c\sqrt{\mu_0^2 - m_0^2}}{\mu_0}.$$

De plus, l'équation (13) donne $\dot{R}_4 = 0$, ce que nous savions déjà : le vecteur d'univers R_μ joignant les positions des deux centres à un même instant du référentiel d'inertie, sa composante de temps dans ce référentiel reste constamment nulle par définition.

Comme $\mu_0 = \alpha m_0$, on peut dire que la masse μ_0 définie par Weyssenhoff, et qui ici est variable au cours du temps, n'est pas autre chose que la masse relativement au système d'inertie, d'un corpuscule, localisé au centre de matière,

qui aurait pour masse propre constante la masse m_0 introduite par M. de Broglie.

On sait ([1]) que le cas étudié par Weyssenhoff correspond au cas où le centre de masse est confondu avec le centre de matière : $S_{\mu\nu}u_\nu = 0$. Dans ce cas on a $\mathring{s}_\mu = 0$ ([8]), le spin est un vecteur constant dans le temps. Les équations (6), (7) et (8) deviennent alors

$$R_\mu g_\mu = R_\mu u_\mu = R_\mu s_\mu = 0.$$

La masse μ_0 est également constante, et l'on voit facilement que le centre de matière décrit autour du centre de gravité et dans un plan orthogonal au spin un mouvement circulaire uniforme de rayon

$$R_0 = \frac{\mu_0 s_0}{m_0^2 c} \qquad (R_0^2 = R_\mu R_\mu,\ s_0^2 = s_\mu s_\mu)$$

avec la vitesse angulaire $\omega = m_0^2 c^2/\mu_0 s_0$ déjà trouvée par Weyssenhoff.

(*) Séance du 7 octobre 1957.
(1) BOHM et VIGIER, article à paraître prochainement dans la *Physical Review*.
(2) *Voir* MÖLLER, *Theory of Relativity*, 6 (Oxford, Clarendon Press).
(3) *La physique quantique restera-t-elle indéterministe?*, p. 45.
(4) *Acta Phys. Pol.*, 9, 1947, p. 8.
(5) KARPMAN et RAMAN, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1284.
(6) *Ann. Inst. H. Poincaré*, 10, 1949, p. 251.
(7) *Acta Phys. Pol.*, 6, 1937, p. 163.
(8) F. HALBWACHS, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1022 et 1098.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Pratique de l'inversion du produit de composition de fonctions histographiées.* Note (*) de M. **MAX TOURNARIE**, présentée par M. Francis Perrin.

La résolution des équations de composition entre histogrammes par la méthode matricielle, bien que relativement souple, conduit à une masse de calculs croissant suivant le carré du nombre de cellules prises. La méthode présente, moins souple, fait appel à une algèbre particulière entre les éléments d'un anneau et donne une masse de calculs proportionnelle au nombre de cellules considérées.

Généralités. — Dans une précédente Note ([1]), l'auteur a exposé comment on peut ramener l'équation

$$r'(x) = s(x) + \int_{-\infty}^{\infty} a(x-y) f(y)\, dy \tag{1}$$

au système

$$h_k[r'] = h_k[s] + \sum_{l=-\infty}^{+\infty} h_{k-l}[a] h_l[f], \tag{2}$$

où $r'(x)$ et $a(x)$ sont les données du problème, où $s(x)$ est la réalisation d'une fonction aléatoire dont on connaît le spectre d'autocorrélation et où l'inconnue est $f(x)$. Les coefficients $h_k[\mathrm{E}]$ ($\mathrm{E} = r'$, s, a ou f) sont donnés par

$$h_k[\mathrm{E}] = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{g}(k-y)\,\mathrm{E}(y)\,dy, \tag{3}$$

où $\tilde{g}(x)$ est telle que

$$\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{g}(m-y)g(y)\,dy = \delta_{0m}, \qquad \text{avec} \quad g(x) = \prod_{n=0}^{\infty} \frac{\sin 2^{-n}\pi x}{2^{-n}\pi x} \tag{4}$$

et k, l, m, n des nombres entiers.

Algèbre des histogrammes. — Le système (2) peut être considéré comme une équation matricielle ([2]). Mais la matrice infinie dont les coefficients sont $h_{kl}[a]$ est très particulière : la connaissance d'une seule de ses lignes ou de ses colonnes est suffisante pour la décrire complètement. Il est plus simple alors de considérer l'anneau dont chaque élément ([3]) est formé par le tableau des nombres repérés par l'indice k et relatifs à une même fonction E. En effet, l'addition définie par

$$h_k[a+b] = h_k[a] + h_k[b] \tag{6}$$

possède les propriétés d'unicité, d'associativité, de commutativité et d'inversibilité. D'autre part, le produit défini par

$$h_k[a \star b] = \sum_{l=-\infty}^{\infty} h_{k-l}[a]\,h_l[b] \tag{7}$$

possède les propriétés d'unicité, d'associativité, de distributivité par rapport à l'addition et d'inversibilité. Par surcroît, le produit est commutatif et il existe un élément neutre $h_k[e] = \delta_{0k}$. Le procédé d'inversion matricielle déjà décrit par l'auteur ([2]) n'est transposable à cet anneau que pour le sous-ensemble des éléments possédant des diviseurs de zéro. Sinon il faut procéder autrement. On a à résoudre

$$h_k[a \star w] = \sum_{l=-\infty}^{\infty} h_{k-l}[a]\,h_l[w] = \delta_{0k}. \tag{8}$$

Méthodes de calcul des résolvantes $h_k[w]$. — Supposons qu'on ait une première approximation $h_k[p]$. On peut écrire

$$\sum_{l=-\infty}^{\infty} h_{k-l}[a]\,h_l[p] = \delta_{0k} + h_k[\varepsilon] \tag{9}$$

et, par différence avec (8),

$$h_k[w] = h_k[p \star (\delta - \varepsilon + \varepsilon \star \varepsilon - \varepsilon \star \varepsilon \star \varepsilon + \ldots)]. \tag{10}$$

Pour obtenir la première approximation, on considère, s'ils existent, les moments définis par

(11) $$M_n[E] = \sum_{k=-\infty}^{\infty} k^n h_k[E].$$

On sait qu'on aura

(12) $$M_n[a \star w] = \sum_{l=0}^{n} \frac{n!}{l!\,(n-l)!} M_l[a]\, M_{n-l}[w].$$

On en déduit quels doivent être les moments de $h_k[w]$ connaissant ceux de a pour que ceux de leur produit soient nuls sauf celui d'ordre zéro. Or il existe des éléments E_n tels que

(13) $$M_m[E_n] = \delta_{mn},$$

notamment

(14) $$h_k[E_n] = \left[\left(\frac{d}{dx}\right)^n g(x)\right]_{x=k} \frac{(-1)^n}{n!}.$$

En normant et en centrant a, on pourra poser

(15) $$h_k[p] = \delta_{0k} - M_2[a]\, h_k[E_2] - M_3[a]\, h_k[E_3].$$

Un autre procédé consiste à passer par les transformées de Fourier. On trouve alors

(16) $$h_k[w] = \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \frac{e^{2\pi jkX}}{\sum_{l=-\infty}^{\infty} h_l[a]\, e^{-2\pi jlX}}\, dX.$$

Erreur aléatoire. — Si le bruit de fond $h_k[s]$ est à spectre blanc comme c'est le cas dans les comptages de quanta, on déduit immédiatement pour des comptages à nombre de coups prédéterminé que la solution est

(17) $$h_k[f] \cong N \sum_{l=-\infty}^{\infty} h_{k-l}[w]\, h_l[r']$$

et l'écart quadratique moyen

(18) $$h_k[\sigma_f] = \sqrt{N \sum_{l=-\infty}^{\infty} h_{k-l}^2[w]\, h_l^2[r']}$$

lorsque

(19) $$\sum_{k=-\infty}^{\infty} h_k[r'] = 1.$$

(*) Séance du 30 septembre 1957.

(1) M. Tournarie, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 1923.

(2) M. Tournarie, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 2509.

(3) « Multiplace number » de Tustin (4).

(4) A. Tustin, *Journal I. F. E.*, **94**, 1947, p. 130, Part II A.

CHRONOMÉTRIE. — *Entretien sans lien matériel des balanciers de chronométrie*. Note (*) de MM. **Marius Lavet** et **Jacques Dietsch**, présentée par M. Pierre Chevenard.

H. Abraham et E. Bloch ont indiqué, en 1919 (1), un procédé d'entretien électronique des oscillateurs mécaniques caractérisé par le fait que les masses en mouvement reçoivent des forces motrices proportionnelles à leurs vitesses. Ce système, basé sur l'application des lampes à trois électrodes, a permis d'améliorer considérablement les diapasons électriques dont la bonne marche est rapidement compromise par la détérioration des contacts vibrants. Un dispositif analogue a été appliqué aux pendules de gravité mais n'a pas donné des résultats entièrement satisfaisants.

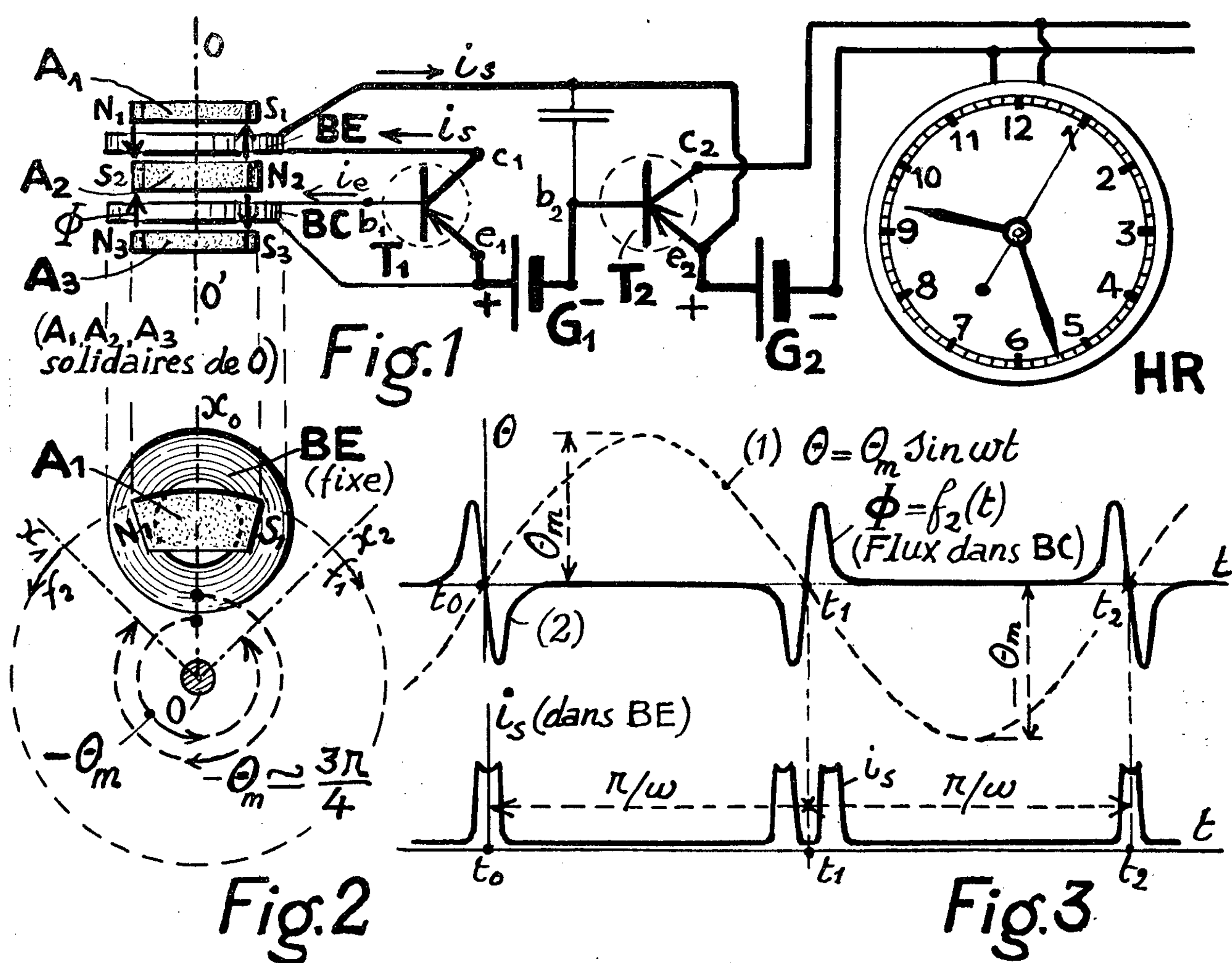
Les triodes à cristal récemment découvertes constituent des amplificateurs électroniques présentant des qualités intéressantes pour les constructions horlogères : consommation minime d'énergie, tension d'alimentation très faible, fonctionnement immédiat, longue durée de vie, faible encombrement, etc. Nous avons cherché à appliquer ces propriétés au perfectionnement des instruments horaires d'usage courant et, dès 1953, nous avons présenté à la Société chronométrique de France une horloge à gravité, du type magnétoélectrique, dont le pendule est autoentretenu au moyen d'une pile et d'un « transistor à jonction » (2). On sait que ce terme désigne un petit cristal hétérogène muni de trois fils : l'émetteur, le collecteur et la base. Le cristal entre l'émetteur et le collecteur est normalement isolant mais devient conducteur lorsqu'on applique entre l'émetteur et la base une différence de potentiel de valeur et de sens convenables.

Ce dispositif permet d'exercer des impulsions sur un pendule muni d'un aimant transversal dont les extrémités polaires s'engagent dans deux solénoïdes en fil de cuivre comportant de nombreuses spires. L'un des enroulements, que nous appellerons « bobine de déclenchement ou de commande », est le siège d'une tension induite capable de débloquer le transistor; l'autre enroulement est alimenté par la source d'énergie et constitue la bobine motrice; le cristal périodiquement conducteur remplace le contact mobile utilisé jusqu'à présent dans les horloges électriques à pendule moteur.

La présente Note a pour objet l'application de ce principe à l'entretien électromagnétique de l'organe réglant des instruments horaires portatifs, c'est-à-dire du balancier circulaire associé à un ressort spiral ou hélicoïdal. Nous nous sommes proposé d'obtenir ce résultat en respectant les conditions remplies par les meilleurs échappements mécaniques (impulsions

brèves exercées sur la masse oscillante lorsque celle-ci passe par sa position d'équilibre statique).

Les organes générateurs et moteurs utilisés pour actionner les pendules ne sont pas applicables aux balanciers légers oscillant à grande amplitude (par exemple $\theta_m = 3\pi/4$). La difficulté d'adaptation provient du fait qu'on ne peut employer un aimant plongeur qui réduirait l'arc d'oscillation; les pôles de l'inducteur doivent défiler librement devant l'enroulement de déclenchement et la bobine motrice doit seulement être alimentée lorsque la force électromagnétique concorde avec la direction du mouvement.



La figure représente schématiquement et à grande échelle un dispositif qui a permis d'entretenir dans de bonnes conditions un balancier de chronomètre de marine. Sur l'axe vertical OO′ de ce balancier sont fixés, au moyen de supports en matière amagnétique, trois petits aimants A_1, A_2 et A_3 disposés comme le montrent en élévation la figure 1 et en plan la figure 2. Deux petites bobines-galettes BC et BE coaxiales sont attachées au bâti de l'appareil; elles se trouvent entre les aimants lorsque le balancier est au repos (position représentée sur la figure 2).

L'autoentretien du balancier est assuré par un transistor T_1 du type PNP, dont les fils e_1, b_1 et c_1 sont reliés, d'une part, à une pile G_1 de tension

constante et, d'autre part, aux enroulements BC (déclenchement) et BE (bobine motrice). Un deuxième transistor T_2 peut assurer l'alimentation d'une horloge réceptrice HR, comme le montre la figure 1.

Ce système fonctionne de la façon suivante : la bobine BC est traversée par un flux alternatif Φ, non sinusoïdal, représenté sur la courbe (2) (*fig.* 3). Les paramètres de construction sont choisis de façon que la conductibilité des cristaux soit obtenue seulement lorsque les tensions induites dépassent les valeurs convenables pour déclencher le passage de courants i_s dont la forme est représentée au bas de la figure 3. L'expérience montre que ces courants engendrent des impulsions motrices lorsque le balancier passe par sa position d'équilibre dans les deux sens.

Le dispositif décrit ci-dessus remplit les conditions réalisées au moyen de l'échappement libre dit « à détente », dispositif dû au génie du célèbre horloger français Pierre Le Roy. Les pertes instables provenant des frottements et des chocs sont éliminées.

(*) Séance du 7 octobre 1957.

(1) *Comptes rendus*, 168, 1919, p. 1197.

(2) Système décrit dans les *Annales françaises de Chronométrie*, n° 1, 1954, p. 117-124.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur les alliages* Cu-Zn *et* Cu-Sn. Note (*) de MM. **Ordan Pečijare** et **Sylvain Janssen**, présentée par M. Eugène Darmois.

Dans une étude précédente (1) faite sur les alliages de Cu et Al, nous avons montré que la transformation $\gamma_1 \to \beta$ était accompagnée d'un coefficient de température $\alpha = (1/\rho_0)(d\rho/dT)$ (C. T.) faible ou négatif.

D'autres mesures de résistivité indiquent que la transformation $\gamma \to \beta$ produit également un C. T. faible ou négatif dans le cas des alliages Cu-Zn. Les courbes de la figure 1 expriment la variation de la résistivité ρ en fonction de la température centigrade t.

Les courbes I, II, III, IV et V se rapportent aux alliages de composition 48, 53, 56,5, 65 et 62 % de Zn.

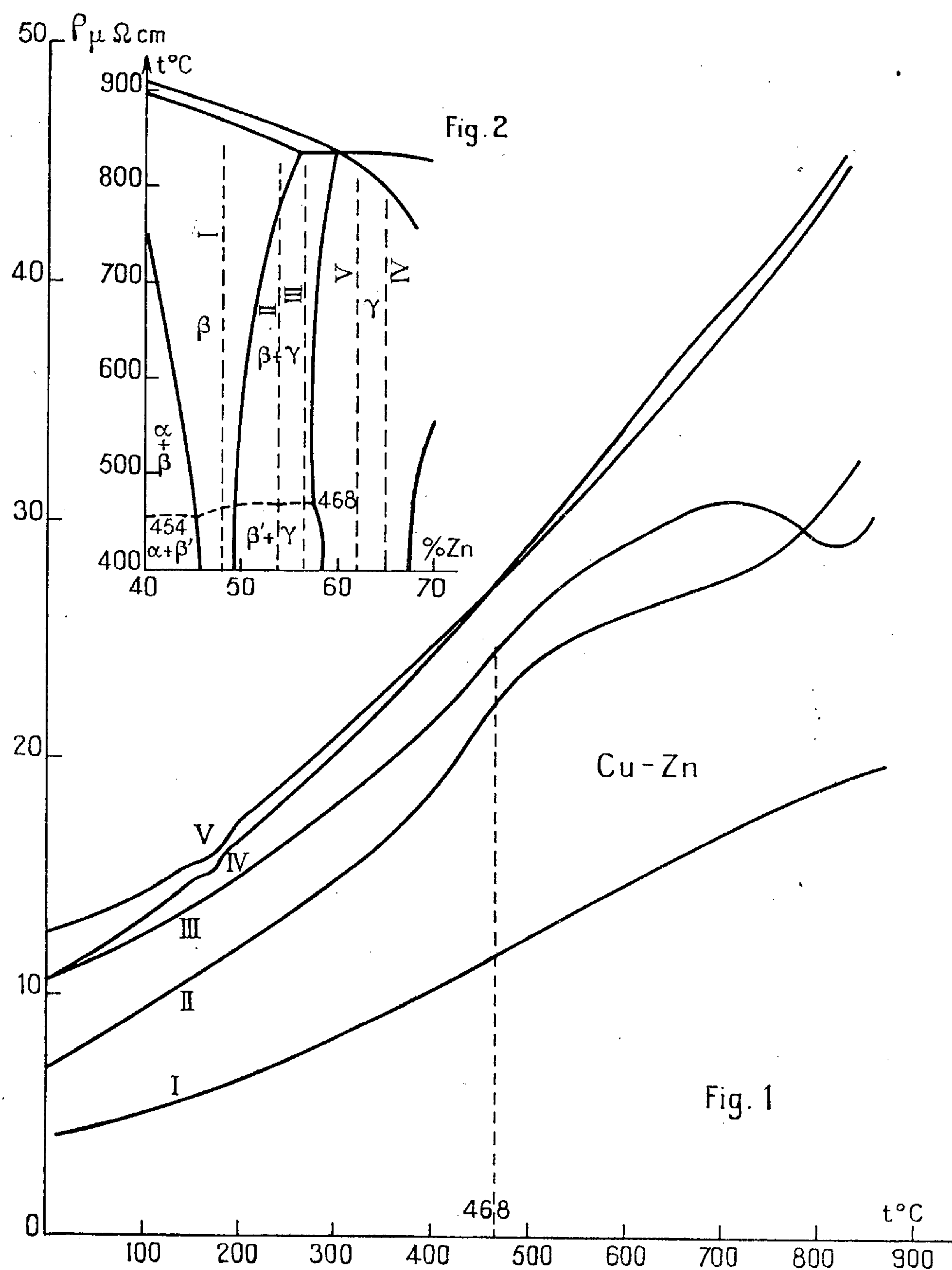
A partir de 470° le C. T. diminue pour les alliages II et III. Il devient négatif à partir de 720° pour redevenir positif à 820° dans le cas de l'alliage III. L'alliage II possède un C. T. toujours positif mais plus faible entre 470 et 740° environ.

Les alliages I, IV et V gardent au contraire un C. T. pratiquement constant.

Le diagramme d'équilibre du système binaire Cu-Zn (*fig.* 2) montre que la disposition du domaine mixte $\gamma + \beta$ est telle que γ se transforme en β quand la température monte et quand l'alliage contient entre 50 et 59 % de Zn en poids.

Le mélange $\beta + \gamma$ n'existe que dans le cas des alliages I et II.

La phase γ seule (alliages IV et V) et la phase β seule (alliage I) ne montrent aucune singularité. Comme pour les alliages Cu-Al, la transformation $\gamma \rightarrow \beta$ fait décroître le C. T. des alliages Cu-Zn.



Signalons encore quelques particularités des alliages Cu-Sn (*fig.* 3).

L'étude des alliages 20, 26 et 30 % Sn (alliages I, II et III) montre que leur résistivité subit à 520° une chute brusque extrêmement nette. La chute est pratiquement instantanée pour les alliages 20 et 26 % Sn (courbes I et II) et leur résistivité ρ est une fonction croissante de t de part et d'autre de 520°.

L'alliage 30 % Sn subit également la chute verticale à 520°, mais ensuite la décroissance continue un peu moins vite (520 à 570°). ρ varie alors de 53 à 39,5 μΩ/cm pour une augmentation de température de 50°.

Le diagramme d'équilibre du système Cu-Sn montre que les alliages I et II subissent à 520° la transformation $\alpha + \delta \rightarrow \alpha + \gamma$. δ se transforme donc en γ.

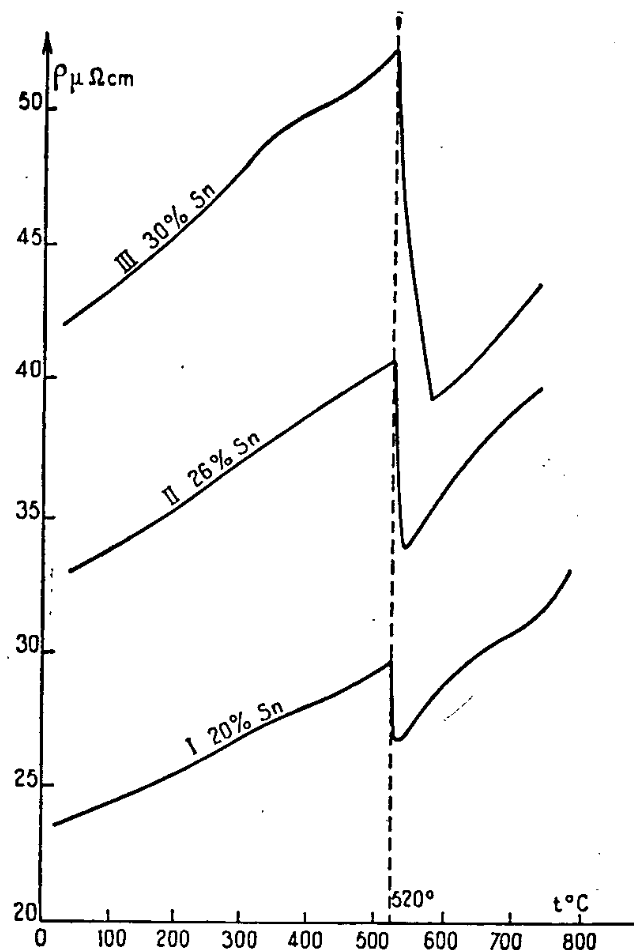


Fig. 3.

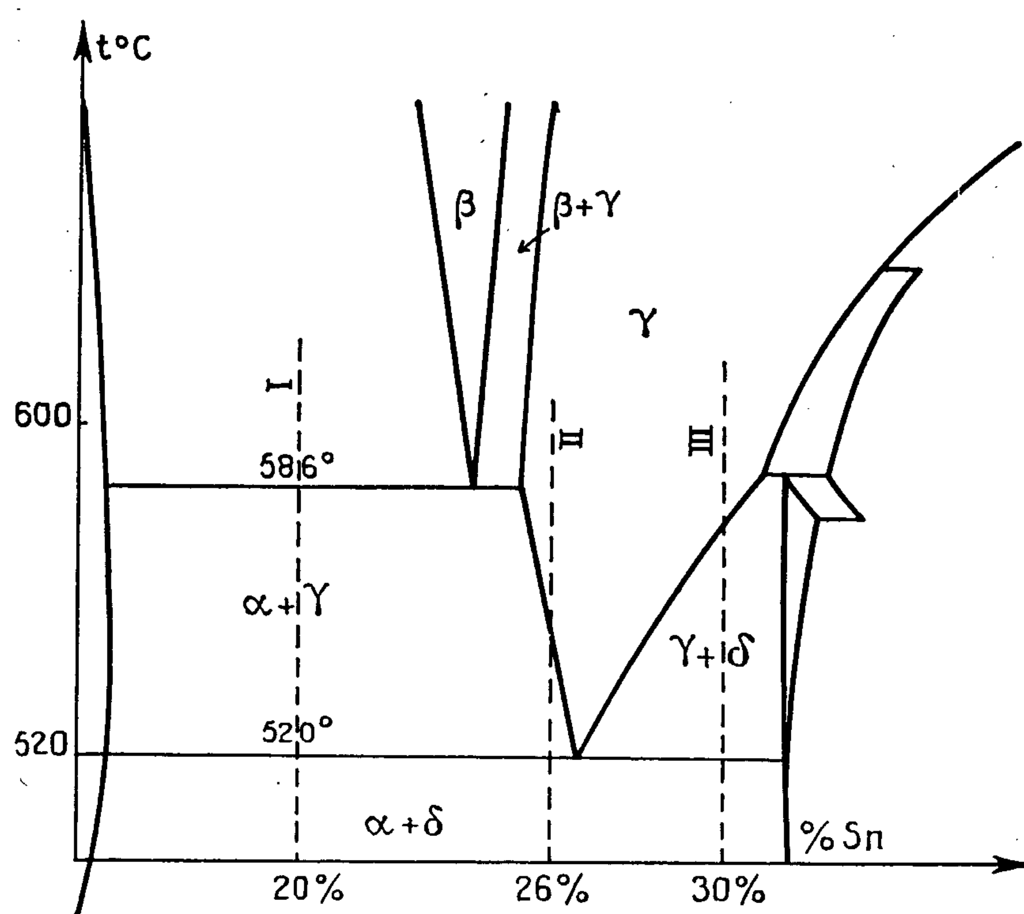


Fig. 4.

L'alliage III subit aussi une transformation à 520° : $\alpha + \delta \rightarrow \gamma + \delta$; donc α se transforme en δ (*fig.* 4).

Ensuite, pendant l'intervalle de 520 à 570°, il existe la transformation $\delta \rightarrow \gamma$.

A 570°, δ a totalement disparu et la résistivité redevient une fonction croissante de la température. La transformation $\delta \rightarrow \gamma$ produit un C. T. négatif.

(*) Séance du 17 juillet 1957.

([1]) S. JANSSEN et O. PEČIJARE, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2017.

ÉLECTROCHIMIE. — *Sur l'impédance en courant basse fréquence d'une cellule électrolytique.* Note (*) de MM. **Claude Chalin** et **Élie Picard**, présentée par M. Eugène Darmois.

Nous avons étudié dans un précédent travail ([1]), l'influence de la concentration et de la nature de l'électrolyte sur l'impédance d'une cellule électrolytique. Nous nous proposons maintenant d'indiquer quelques résultats concernant l'influence de la fréquence du courant de mesure.

Si l'on trace la courbe $1/\gamma\omega$ en fonction de ρ (représentation de l'impédance dans le plan complexe), on peut remarquer que pour chaque solution à une concentration donnée, les points expérimentaux se placent sur un cercle. La répartition des points et la position du centre de ce cercle varient d'ailleurs avec la concentration et la nature de l'électrolyte.

Ceci laisse à supposer que, pour une fréquence donnée dépendant des conditions expérimentales, il est possible, dans certains cas, d'obtenir une impédance dont l'argument est nul ([2]).

Une hypothèse permettrait de rendre compte de ce phénomène. Par analogie avec les systèmes électromécaniques vibrants, nous pouvons envisager de le caractériser par un modèle simple.

Tout d'abord, nous pouvons considérer que le phénomène dû au courant alternatif est limité à la double couche. En effet, les ions en solution doivent vibrer avec une amplitude du second ordre par rapport à ceux adsorbés aux électrodes, la chute de potentiel à la double couche étant certainement prépondérante.

Nous pourrions donc envisager un plan matériel d'épaisseur très faible λ doué d'une densité de charge Q, mis en mouvement par l'action du champ alternatif E. Ce plan est soumis à un frottement proportionnel à sa vitesse et à une force de rappel vers sa position d'équilibre en l'absence de courant.

On peut écrire les équations du mouvement, pour l'unité de surface d'électrode :

$$m\frac{dv}{dt} + av + k\int v\,dt = \mathrm{EQ}\lambda,$$

$$i = \mathrm{S}_c\mathrm{Q}v + \frac{\varepsilon \mathrm{S}_c}{4\pi}\frac{d\mathrm{E}}{dt} + \chi \mathrm{S}\chi \mathrm{E},$$

avec les notations classiques, χ conductibilité aux sites de migration, C capacité de la double couche.

La résolution de ces deux équations nous conduit à l'expression de l'admittance :

$$\mathcal{A} = K + \frac{RC'^2\omega^2}{R^2C'^2\omega^2 + (LC'\omega^2 - 1)^2} + j\left[\frac{C - C'(LC'\omega^2 - 1)}{R^2C'^2\omega^2 + (LC'\omega^2 - 1)^2}\right]\omega.$$

La discussion de cette équation peut se faire en fonction des valeurs de la fréquence du courant alternatif alimentant le pont. Une fréquence propre du système électromécanique vibrant apparaît pour $\omega'_0 = 1/\sqrt{LC'}$.

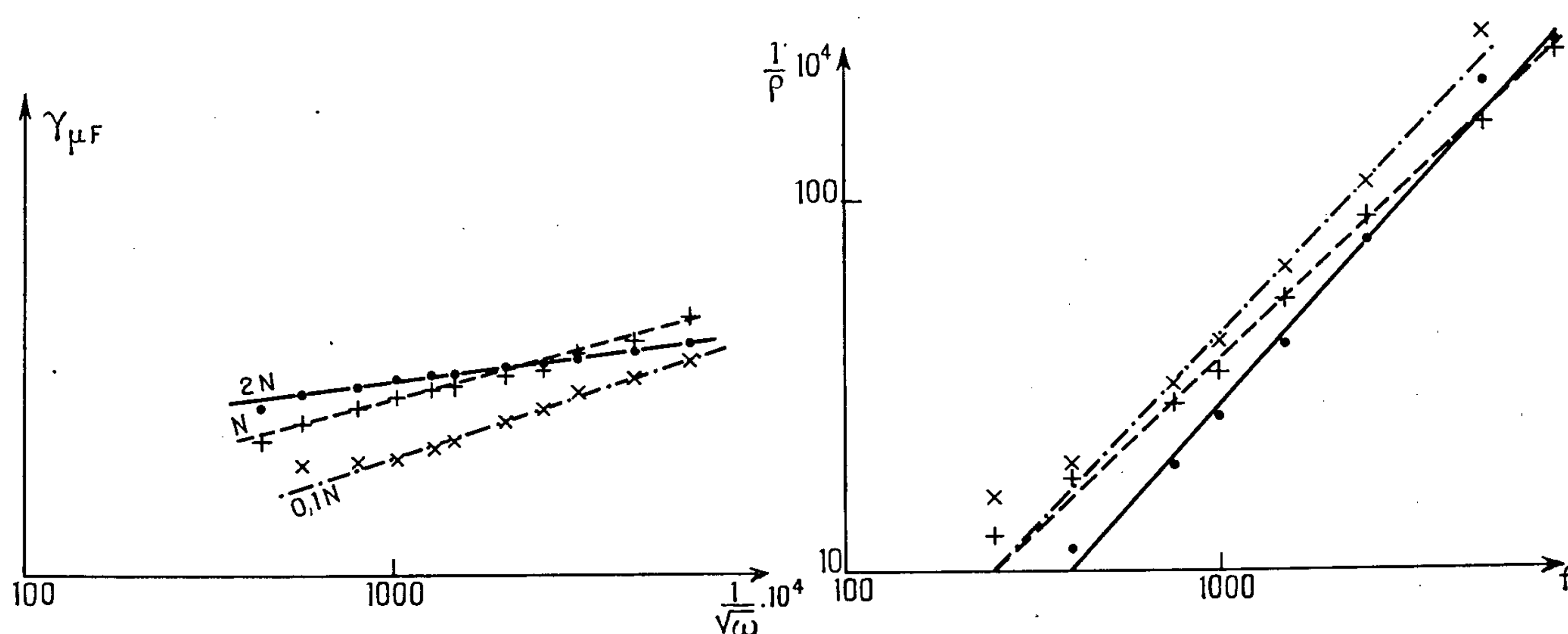


Fig. 1.

Dans le cas de nos expériences, les fréquences utilisées (de 40 à 12 000 Hz) sont certainement très inférieures à cette fréquence propre. De plus, le terme de frottement est aussi inférieur, quant à son importance dans l'expression de l'admittance, au terme correspondant à la force de rappel ([2]). On aurait, dans ces conditions, $R \ll 1/C'\omega$.

On peut alors écrire l'admittance sous la forme

$$\mathcal{A} = K + RC'^2\omega^2 + j(C + C')\omega.$$

Les résultats expérimentaux indiqués pour KF et KBr (*fig.* 1 et 2) sont généraux et dans tous les cas étudiés (HCl, LiCl, NaCl, KF, KCl, KBr et KI) on peut mettre l'admittance sous la forme

$$\mathcal{A}' = \frac{1}{\rho} + j\gamma\omega, \qquad \text{avec} \quad \frac{1}{\rho} = b\omega + d \qquad \text{et} \qquad \gamma = \frac{\varepsilon}{\sqrt{\omega}} + \mu.$$

L'identification des deux expressions, théorique et expérimentale, de l'admittance conduit aux valeurs $C = \mu$ et $C' = \xi/\sqrt{\omega}$. Nous avons montré que, si l'on admet nos hypothèses de départ, la capacité C' est inversement proportionnelle au coefficient de la force de rappel ([2]). Dans

ces conditions nous devons admettre que ce coefficient n'est pas constant en fonction de la fréquence. Or l'amplitude n'est pas une constante pour des fréquences variables puisque nous avons fait apparaître une fréquence

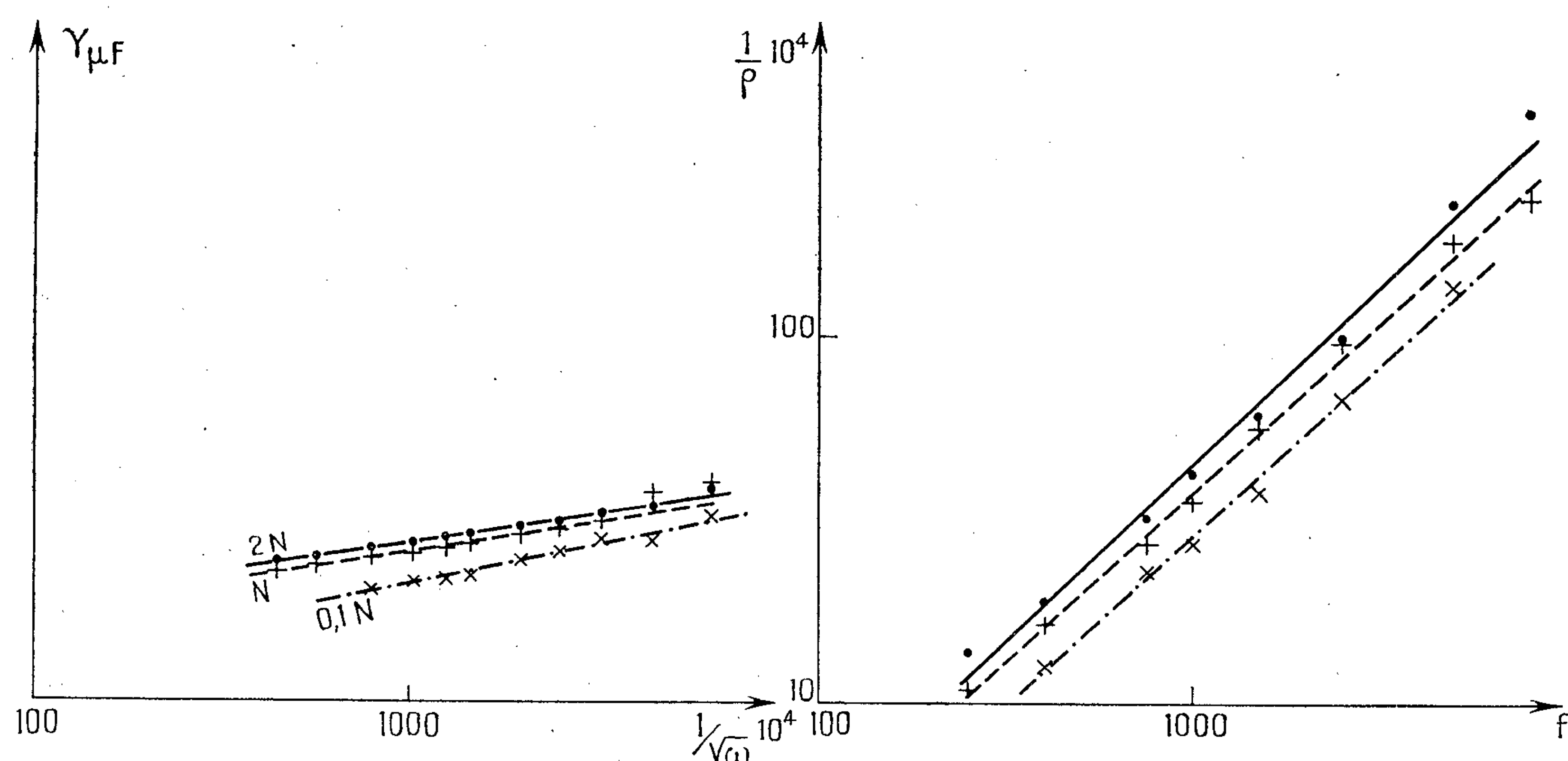


Fig. 2.

propre du système. Cela revient à dire que le coefficient de la force de rappel ne peut être considéré comme constant qu'en première approximation, ce coefficient augmentant avec l'amplitude, c'est-à-dire, dans les conditions actuelles, avec la fréquence.

D'autres conditions expérimentales pourraient faire intervenir l'effet de la masse du plan vibrant, à savoir la self-induction L.

Dans tous les cas, un calcul rigoureux devrait tenir compte de tous les facteurs. Une étude à des fréquences plus élevées pourrait donner sur ce sujet des éléments plus précis.

(*) Séance du 17 juillet 1957.

(1) C. Chalin et É. Picard, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1236.

(2) C. Chalin, *Thèse*, Paris, 1954.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Influence de la finesse de répartition des grains de graphite et de leur structure sur l'endurance des fontes aux efforts alternés.* Note (*) de MM. **Jacques Pomey, Louis Abel, Robert Lafont, Pierre Mathon** et **Alain Royez**, présentée par M. Pierre Chevenard.

La finesse de répartition du graphite intervient aussi bien que la forme des grains de graphite sur la limite d'endurance aux efforts alternés des fontes perlitiques à graphite nodulaire, sphéroïdal ou diffus. Par une méthode analogique, nous montrons l'importance du gradient de contrainte et de l'adaptation dans ce phénomène.

Nos études sur la fonte à graphite de recuit, à germination réglée pour donner un très grand nombre de grains très fins de graphite régulièrement répartis ([1]), nous ont montré que l'endurance aux efforts alternés par flexion rotative est influencée, aussi bien par la finesse de répartition, que par la forme des grains. Le tableau I donne comparativement la limite d'endurance en flexion rotative pour les diverses fontes coulées dans les deux mêmes types de moules : soit en sable à noyau (s), soit en coquilles métalliques (c). Les moulages ont subi un recuit assurant la graphitisation primaire et donnant une matrice perlitique lamellaire fine eutectoïde, puis ont été usinés (éprouvettes Moore, Ø = 6,5 mm). Les résultats sont classés en portant horizontalement la forme des grains de graphite et verticalement le nombre N de grains de graphite par millimètre carré de section. L'endurance est améliorée en passant de la fonte malléable nodulaire à la fonte sphéroïdale et, de celles-ci, aux fontes à graphite diffus. Lorsque la finesse de répartition devient très grande, le bénéfice devient très faible en passant d'une forme étoilée à une structure sphéroïdale.

TABLEAU I. — *Endurance en kgf/mm² matrices perlitiques lamellaires.*

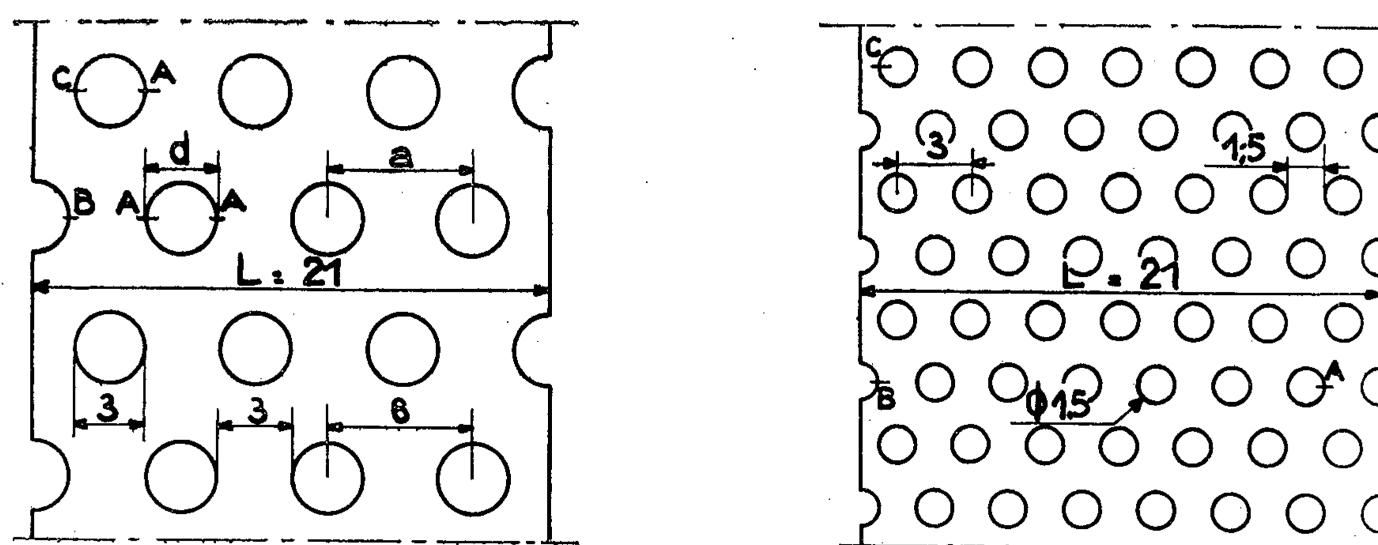
				Diffus	
(N/mm²).	Lamellaire.	Nodulaire.	Sphéroïdal.	étoilé.	sphéroïdal.
10– —20...	–	21 (s)	–	–	–
50– —80...	–	21,5 (s)	–	–	–
80...	–	–	32 (s)	–	–
200...	–	31 (c)	36,5 (s)	–	–
200– 300...	–	–	37,5 (c)	–	–
600– 800...	10 (s)	–	–	–	–
4 000...	–	–	–	36,5 (s)	–
5 000...	–	–	–	39 –47,5 (c)	–
8 000–10 000...	–	–	–	41,5–45 (c)	44 (c)

En comparant (tableau II) une fonte à graphite diffus de recuit à un acier coulé et traité dans les mêmes conditions de composition et de structure analogue à la matrice de cette fonte mais exempte de graphite, on voit que lorsque la répartition du graphite est très fine, la présence de celui-ci n'abaisse plus la limite d'endurance. Il en résulte aussi que cette fonte peut donner une limite d'endurance supérieure aux propriétés transversales d'un acier de construction mi-dur nickel-chrome laminé trempé et revenu pour la même ténacité.

TABLEAU II. — *Matrices sorbitiques de trempe et revenu pour* R = 100 kgf/mm².

Fonte à graphite diffus-semi coquille, N/mm² = 4 000		39–47,5
Acier coulé même composition -semi coquille		39–45
Acier mi-dur nickel-chrome laminé, taux de corroyage = 16,6	long	44
	travers	35

Ceci nous a conduits à chercher une méthode analogique pour comprendre le mécanisme par lequel la finesse de répartition intervient. Dans cette analogie nous remplaçons le graphite sphéroïdal par des trous sphériques; nous remplaçons la répartition statistiquement homogène par une répartition hexagonale compacte à trous de même diamètre d; le rapport $a/d = 2$ de la maille hexagonale au diamètre des sphères est déterminé pour correspondre à la concentration en volume du graphite dans une fonte à 2,6 % de graphite. Les éprouvettes sont limitées latéralement par deux plans de symétrie (1,0, —1,0) du réseau hexagonal et distants entre eux de la longueur L = 21 mm. Nous passons à l'analogie plane pour déterminer parallèlement les contraintes élastiques statiques sur maquettes photoélastiques et la limite d'endurance sur éprouvettes en tôle d'acier extra-doux sollicitées en traction compression.



Deux des types d'éprouvettes reproduits à l'échelle 2.

Le tableau III donne en fonction du point examiné le coefficient de concentration K et le gradient de contrainte g_e ramené à une contrainte moyenne unité. Le point le plus critique est toujours le bord extérieur C du trou marginal ne débouchant pas; c'est de là, qu'en endurance, part toujours la crique de fatigue.

TABLEAU III.

	$\frac{L}{a} = 4$.		$\frac{L}{a} \geq 7$.	
	K.	g_e.	K.	g_e.
A. Trous médians quelconque	1,7	1,4	1,56	1,14
B. Fond demi-trou débouchant	1,7	1,7	1,60	1,20
C. Bord extérieur trou marginal ne débouchant pas...	2,01	2,6	1,67	1,60

Les limites d'endurance f_t des éprouvettes à trous ont été déterminées en fonction de d et comparées à f_p donné par l'éprouvette pleine (tableau IV). Avec le petit diamètre de 0,8 mm les difficultés de perçage (mauvais guidage et rugosité de surface) entraînent une erreur de telle sorte que nous ne pouvons pas interpréter ce résultat d'endurance.

TABLEAU IV.

d(mm).	Limite d'endurance.	$\frac{f_p}{f_t}$.	K.	$\frac{K - \frac{f_p}{f_t}}{K}$.	g_f.
Non perforé	18,4	1	–	–	–
0,8	12,7	1,44	1,67	0,138	8,30
1,5	13,7	1,33	1,67	0,204	4,81
3	11,9	1,54	1,67	0,078	2,08
5,25	10,1	1,82	2,01	0,094	1,66

Comme à l'endroit où la crique s'amorce nous pourrions, à l'échelle de l'éprouvette, considérer la contrainte comme unidirectionnelle, de valeur intrinsèque f_p si l'effet de surcharge initiale ne jouait pas, nous en déduisons que le coefficient de concentration d'effort au moment de l'amorçage de la crique est inférieur ou égal à f_p/f_t alors qu'il était égal à K, lors de la première alternance. Nous pouvons donc définir un coefficient d'adaptation $[K-(f_p/f_t)]/K$. Nous comparons celui-ci à K et à g_f au point C, g_f étant le gradient de contrainte dans l'éprouvette de fatigue à la première alternance en prenant comme unité de contrainte la limite d'endurance intrinsèque f_p du matériau.

On voit que la limite d'endurance, comme l'adaptation, varie en sens inverse de d et ceci non seulement quand la concentration d'effort élastique décroît, mais encore quand, par suite de l'effet d'échelle, le gradient de contrainte croît. Par cette analogie, nous comprenons que quand la répartition du graphite devient plus fine, l'adaptation devient plus importante et tend davantage à uniformiser la répartition des contraintes. De ce fait aussi, la forme des grains de graphite peut présenter moins d'importance.

(*) Séance du 30 septembre 1957.

(1) J. POMEY, A. VERAGEN et P. MATHON, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1495.

CHIMIE DES COMPLEXES. — *Recherches sur les acides hydroxy-halogénés* $H(MX_3OH)$ *du troisième groupe du système periodique.* Note (*) de M. **JEAN MILIOTIS**, transmise par M. Paul Pascal.

1. *Acide hydroxytrichloraluminique* $H(AlCl_3OH)$. — A notre connaissance, des acides complexes de formule $H(MX_3OH)$, où M représente un métal du troisième groupe du système periodique et X un halogène, n'ont pas été isolés à ce jour. Il en est de même pour les acides de formule HMX_4, dont quelques-uns ont été obtenus récemment sous forme de combinaisons éthérées d'addition $HMX_4, 2(C_2H_5)_2O$ (1).

Dans un Mémoire récent C. Nenitzesco, étudiant le mécanisme d'activation du chlorure d'aluminium anhydre par l'eau (2), qu'il avait précédemment observé (3), a été conduit à l'hypothèse que le catalyseur actif contenu dans

le chlorure d'aluminium ainsi hydraté est l'acide protonique complexe $H(AlCl_3OH)$.

Le but de nos recherches était la préparation des combinaisons d'addition des acides hydroxyhalogénés $H(MX_3OH)$ et la présente Note concerne la préparation de l'un d'entre eux, l'acide hydroxytrichloraluminique $H(AlCl_3OH)$.

En effet, l'acide en question donne une combinaison d'addition avec deux molécules d'éther, pouvant être représentée par la formule $H(AlCl_3OH), 2(C_2H_5)_2O$, à l'instar de la combinaison correspondante de l'acide tétrachloraluminique $HAlCl_4, 2(C_2H_5)_2O$, comme on le trouvera décrit dans la partie expérimentale.

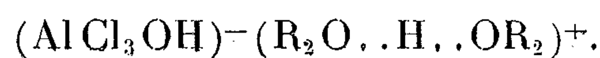
La structure électronique de l'acide tétrachloraluminique sous forme de combinaison d'addition éthérée, compte tenu que la combinaison d'éther-HCl n'est pas un produit typique d'oxonium, mais une combinaison d'addition ([4]), pourrait être représentée comme il suit :



$$(AlCl_4)^-(R_2O\ldots H\ldots OR_2)^+.$$

La liaison entre l'hydrogène et les deux molécules d'éther serait une liaison hydrogène, produite par des forces de Van der Waals, agissant entre atomes d'une même molécule ou de molécules différentes ([4]), ([5]). Du fait que cette liaison n'est ni covalente ni à proprement parler électrovalente, mais constitue un mode d'association entre molécules entières ou groupements saturés, elle est très faible et très sensible.

La structure électronique de l'acide hydroxylé sous la même forme de combinaison d'addition, serait alors la suivante :



$$(AlCl_3OH)^-(R_2O..H..OR_2)^+.$$

L'acide hydroxytrichloraluminique sous forme de combinaison d'addition avec 2 mol d'éther est très actif, présentant des propriétés estérifiantes et polymérisantes aussi énergiques que celles de l'acide $HAlCl_4$ sous la même forme éthérée; par contre, il est beaucoup plus avantageux que ce dernier, car il peut être obtenu plus simplement, sans utilisation des substances difficiles à manier, comme nécessitant un milieu absolument anhydre. D'ailleurs, quand on ne se trouve pas en milieu complètement anhydre pour la préparation de l'acide tétrachloraluminique sous la forme éthérée ci-dessus mentionnée, ce qui arrive souvent, on aboutit à la formation de l'acide hydroxylé, en pourcentages analogues à l'humidité absorbée.

Partie expérimentale. — L'acide hydroxytrichloraluminique peut être obtenu en faisant agir l'eau sur :

1° le chlorure d'aluminium anhydre dans la proportion d'une molécule d'eau pour une molécule de chlorure;

2° la combinaison éthérée de l'acide tétrachloraluminique dans la proportion d'une molécule d'eau pour une molécule d'acide;

3° l'éthérate de chlorure d'aluminium anhydre dans la proportion d'une molécule d'eau pour une molécule de chlorure.

G. B. Frankforter et E. Daniels ([6]), reprenant l'étude de la préparation de l'éthérate de chlorure d'aluminium ([7]), avaient observé que pendant la dissolution du chlorure d'aluminium dans l'éther absolu anhydre, si ce dernier n'était pas complètement anhydre, il se produisait un louche ou un précipité, suivant la quantité d'eau y contenue. Ils avaient même proposé une méthode qualitative de contrôle de l'éther, très sensible (une goutte d'eau dans 500 ml d'éther absolu), basée sur ce fait.

Ces auteurs avaient conclu que le chlorure d'aluminium s'hydrolysait par l'eau contenue dans l'éther avec formation d'un chlorure basique d'aluminium, insoluble dans l'éther.

Nous pouvons également supposer que, par l'action de l'acide chlorhydrique sur le produit d'hydrolyse $AlCl_2OH$, il est possible d'obtenir l'acide hydroxytrichloraluminique, selon notre observation que le mélange résiduaire de la réaction de Friedel et Crafts pour l'obtention des cétones, présentait par addition d'éther des propriétés polymérisantes à l'égard du pinène, analogues à celles de l'acide isolé sous la forme de combinaison éthérée.

Pour préparer l'acide hydroxytrichloraluminique sous forme de combinaison éthérée, nous avons suivi surtout la première des méthodes ci-dessus indiquées, soit à partir du chlorure d'aluminium anhydre sur lequel nous avons fait agir l'eau de la façon suivante :

67 g de chlorure d'aluminium anhydre (1/2 mol) sont placés dans un ballon à trois tubulures surmonté d'un réfrigérant à reflux, d'un thermomètre et d'un agitateur ; on ajoute par petites portions en maintenant la température à 0°, par un mélange de glace et de sel, 110 ml d'éther technique contenant 9 g d'eau (1/2 mol) (solubilité de l'eau dans l'éther 1 : 12).

(Pour obtenir un produit tout à fait pur pour le soumettre à l'analyse on doit prendre de l'éther absolu anhydre et y ajouter 9 g d'eau.)

L'acide se présente sous forme d'un liquide huileux à la température ordinaire, de couleur brunâtre, se solidifiant par réfrigération dans un mélange de sel et de glace. Il est soluble dans le nitrobenzène et le chloroforme et insoluble dans l'éther, le benzène, le toluène et le xylène. Il diffère de l'éthérate de chlorure d'aluminium par la solubilité de ce dernier dans l'éther anhydre en toutes proportions, alors que l'acide y est insoluble, comme il a été indiqué plus haut. Il en diffère aussi par sa couleur plus foncée.

Il donne à l'analyse, en proportions : Al, 1 ; Cl, 3 ; éther, 1,7.

(*) Séance du 30 septembre 1957.

([1]) E. Wiberg, M. Schmidt et A. Galinos, *Angew. Chem.*, 66, 1954, p. 443.

([2]) C. Nenitzesco, M. Avram et E. Sliam, *Bull. Soc. Chim.*, 1955, p. 1266.

([3]) C. Nenitzesco et I. Cantuniari, *Ber.*, 66, 1933, p. 1097.

(4) J. A. A. KETELAAR, *Chemical Constitution*, 163 et 372, Amsterdam, 1953.

(5) L. PAULING, *The nature of the chemical bond*, 284, Ithaca, 1944-1957; P. RUMPF, *Bull. Soc. Chim.*, 1948, p. 211; C. A. THOMAS, *Anhydrous Aluminium Chloride in Organic Chemistry*, 74, 1950.

(6) *J. Amer. Chem. Soc.*, 37, 1915, p. 2560.

(7) J. W. WAKER et A. SPENCER, *J. Chem. Soc.*, 85, 1904, p. 1106.

(*Laboratoire d'Essais de Marchandises de l'École des Sciences économiques et commerciales d'Athènes.*)

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Nouvelle méthode de détection et de dosage des solvants chlorés éthyléniques dans l'air.* Note de M. **ALAIN BERTON**, présentée par M. Paul Lebeau.

On sait que les dichloréthylènes, le trichloréthylène et le perchloréthylène absorbent les courtes longueurs d'ondes ultraviolettes. Sur ce principe nous avons mis au point une méthode de dosage de ces solvants par spectrophotométrie photographique (1) et aussi par photométrie photoélectrique (2).

Dans ce dernier cas, nous utilisons l'émission à 2 288 et 2 265 Å d'une lampe à vapeur de cadmium et une cellule photoélectrique césium-antimoine, à enveloppe de quartz, sensible à ces longueurs d'ondes. Le photomètre, ainsi construit, permet d'enregistrer d'une manière continue les concentrations, supérieures à 0,1 mg/l, de vapeurs de trichloréthylène et de perchloréthylène qu'on peut trouver dans l'air des ateliers (3).

On sait également que le rayonnement ultraviolet absorbé décompose ces solvants en phosgène et en chlorures de chloracétyle (4), qui peuvent être décelés au moyen d'un papier réactif de MM. H. Moureu, P. Chovin et L. Truffert (5) (*p*-diméthylaminobenzaldéhyde et diméthylaniline). On a donc de la sorte une méthode colorimétrique d'analyse instantanée des dérivés chlorés de l'éthylène.

L'appareil que nous avons mis au point, en utilisant cette réaction photochimique, est portatif et des plus simples. L'air, chargé des vapeurs toxiques, est aspiré par une micropompe à membrane de faible débit et refoulé dans une enceinte éclairée par une petite lampe germicide « Philips » à vapeur de mercure sous basse pression; puis il est soufflé sur une bande du papier réactif. Celui-ci, qui était blanc, prend une coloration jaune qui tourne à un bleu d'autant plus foncé que la concentration en solvant chloré dans l'air est plus grande.

La micropompe ayant un débit constant, les déterminations sont rendues quantitatives en notant le temps nécessaire pour obtenir une teinte étalon. L'appareil est sensible à 0,1 mg de trichloréthylène ou de perchloréthylène

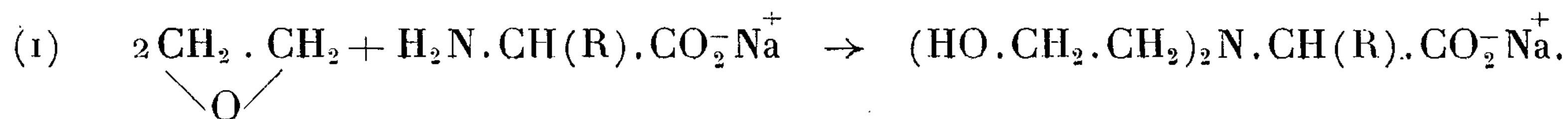
par litre d'air et ne réagit pas aux autres solvants chlorés courants. Rappelons que la limite de tolérance, pour 8 h de travail par jour, est d'après les hygiénistes officiels américains, de 200 parties par million pour les deux solvants, soit respectivement 0,9 et 1,14 mg/l.

En résumé, cette nouvelle méthode de détection et de dosage des solvants chlorés éthyléniques dans l'air a l'avantage d'être instantanée et d'être spécifique.

(1) A. Berton, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 16, 1949, p. 858; et in *Les solvants chlorés et l'Hygiène industrielle* de A. Vallaud; V. Raymond et P. Salmon, Institut National de Sécurité, 1955.
(2) A. Berton, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 949.
(3) A. Berton, *Chimie analytique*, 39, 1957, p. 288.
(4) A. Besson, *Comptes rendus*, 121, 1895, p. 125.
(5) *Arch. Mal. Prof.*, 11, 1950, p. 445.

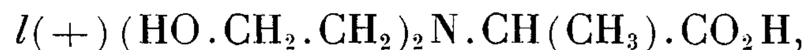
CHIMIE ORGANIQUE. — *Préparation d'hydroxyaminoacides et de morpholones-2 par action d'oxyde d'éthylène sur les sels de sodium des α-aminoacides.* Note (*) de M. **Maurice Pascal**, présentée par M. Marcel Delépine.

Généralisation d'une méthode d'obtention des morpholones-2 déjà indiquée (1); préparation directe des hydroxyaminoacides correspondants, et des complexes cuivrique et chlorocuprique de ces derniers, sous forme optiquement active.


(1) $2\,CH_2.CH_2 + H_2N.CH(R).CO_2^-\overset{+}{Na} \rightarrow (HO.CH_2.CH_2)_2N.CH(R).CO_2^-\overset{+}{Na}$ (l'oxyde d'éthylène : $CH_2.CH_2$ pontés par O).

L'extraction très pratique de l'hydroxyaminoacide, par distillation puis hydrolyse de la morpholone-2 (1), conduisant à partir des α-aminoacides (*d*) ou (*l*) à une forte racémisation (*voir* § 2 et 4), nous avons mis au point avec succès le procédé suivant qui conserve l'activité optique.

1. Acide *l*(+)N.N-bis-(hydroxy-2 éthyl) α-aminopropionique :


$l(+)(HO.CH_2.CH_2)_2N.CH(CH_3).CO_2H$,

et complexes cuivriques. — La réaction (1) a été réalisée, à 0° C, avec la *l*(+) alanine, selon le mode opératoire précédemment décrit (1), le produit brut obtenu, neutralisé par ClH jusqu'à pH 6, est concentré au maximum au bain-marie, puis épuisé à l'éthanol bouillant, par refroidissement l'hydroxyaminoacide cristallise. F 153-155° C (recristallisé dans éthanol). $C_7H_{15}NO_4$, calculé %, N 7,91; trouvé %, N 7,89. Rotations spécifiques : $[\alpha]_J^{22} + 21°,1$; $[\alpha]_V^{22} + 23°,9$; $[\alpha]_I^{22} + 35°,0$ ($c = 11,7$ %, eau); soit $(M[\alpha]_J^{22})/100 = +37°,37$ (2).

a. Complexe cuivrique neutre. — Préparé par chauffage d'une solution aqueuse d'acide *l*(+) précédent, avec un excès d'oxyde cuivrique. Cristaux

bleu indigo, peu soluble dans l'eau froide, plus soluble à chaud. Complexe chélaté dans lequel Cu est parfaitement masqué en milieu basique [cas analogues ([3])]. Recristallisé dans l'eau, séché à 65° C :



$$2[(HO.CH_2.CH_2)_2N.CH(CH_3).CO_2]_2Cu,\ 3\,OH_2.$$

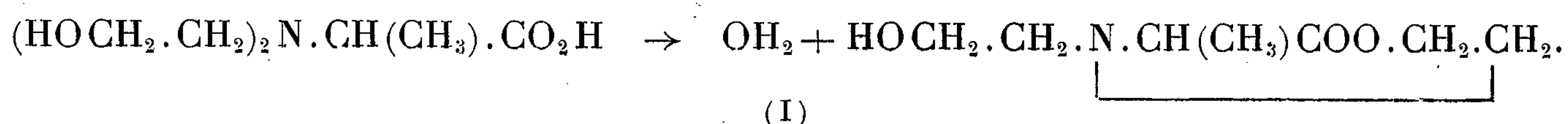
Calculé %, Cu 14,36; N 6,32; trouvé %, Cu 14,30; N 6,33. Le pouvoir rotatoire, peu précis pour ce complexe (très faible solubilité), est donné pour son dérivé ci-dessous :

b. $l(-)(HO.CH_2.CH_2)_2N.CH(CH_3).CO_2.CuCl$. — Obtenu en dissolvant $2\,CuCl_2$ pour $2[(HO.CH_2.CH_2)_2N.CH(CH_3)CO_2]_2Cu,\ 3\,OH_2$ précédent dans le minimum d'eau vers 60° C, et en faisant cristalliser cette solution par addition d'alcool-éther. Cristaux bleu vert; soluble dans l'eau froide (Cu masqué vis-à-vis de OH^- et de SCN^-). Recristallisé dans eau-alcool, séché à 65° C : $C_7H_{14}NO_4CuCl$, calculé %, Cl 12,89; N 5,09; trouvé %, Cl 12,74 (ionisé); N 5,09. $[\alpha]_J^{27} - 185°,3$; $[\alpha]_V^{27} - 171°,7$; $[\alpha]_I^{27} - 207°,1$ ($c = 0,367$, eau), soit $(M[\alpha]_J^{27})/100 = - 509°,54$. Ce complexe a donc un pouvoir rotatoire élevé, de signe contraire à celui de l'hydroxyaminoacide générateur, et une faible dispersion.

2. $d(-)(HO.CH_2.CH_2)_2N.CH(CH_3).CO_2H$ ET DÉRIVÉS. — Préparé, selon le protocole précédent, à partir de $d(-)$ alanine. F 153-155° C. $C_7H_{15}NO_4$, calculé %, N 7,91; trouvé %, N 7,98. Rotations spécifiques : $[\alpha]_J^{22} - 20°,7$; $[\alpha]_V^{22} - 24°,2$; $[\alpha]_I^{22} - 35°,2$. ($c = 11,7$ % ; eau.) Complexes cuivriques isolés par les procédés décrits pour l'antipode $l(+)$.

$d(+)(HO.CH_2.CH_2)_2N.CH(CH_3).CO_2.CuCl$. — $[\alpha]_J^{27} + 190°,6$; $[\alpha]_V^{27} + 182,6$; $[\alpha]_I^{27} + 204°,4$. ($c = 0,367$, eau.)

$d(-)$méthyl-3 (hydroxy-2' éthyl)-4 morpholone-2 (I). — Obtenu en distillant sous vide le mélange brut d'hydroxyaminoacide et de ClNa. $É_5$ 171-173° C. Rdt 80 %, liquide visqueux. $\alpha_J^{20} - 3°,2$ (liquide pur, 1 dm).



$$(HOCH_2.CH_2)_2N.CH(CH_3).CO_2H \rightarrow OH_2 + \underset{(I)}{HOCH_2.CH_2.\underbrace{N.CH(CH_3)COO.CH_2.CH_2}}.$$

Le pouvoir rotatoire mesuré sur $(CH_2OH.CH_2)_2N.CH(CH_3)CO_2.CuCl$ (rotation moléculaire importante) préparé par l'intermédiaire de (I), après hydrolyse d'une solution aqueuse, indique un taux de racémisation de 94,7 % ; le passage par la morpholone-2 entraîne donc une forte racémisation.

3. $(\pm)$ $(HO.CH_2.CH_2)_2N.CH(CH_3)CO_2H$. — *a.* On dissout dans le minimum d'eau, un mélange équimoléculaire inactif des deux hydroxyaminoacides inverses optiques précédents, et fait cristalliser par addition d'éthanol : F 138-140° C.

b. A 1/10e de mole d'acide α-chloropropionique neutralisé, 0° C, par NaOH(3 M, eau), on ajoute 1/10e de mole de diéthanolamine. Après 4 h de

reflux, on concentre et distille la (±) méthyl-3 (hydroxy-2′ éthyl)-4 morpholone-2, $É_5$ 171-173° C; hydrolysée en solution aqueuse (120° C) cette morpholone donne l'acide inactif N.N-bis(hydroxy-2 éthyl) α-aminopropionique F 138-140° C, qui correspond au composé décrit dans la littérature et obtenu par une autre réaction ([4]).

4. ACIDE (±) N.N-*bis* (HYDROXY-2 ÉTHYL) α-AMINOISOCAPROÏQUE (III) ET DÉRIVÉS :

$$2\,\underset{\diagdown O \diagup}{CH_2.CH_2} + H_2N.\underset{\underset{CH_2.CH(CH_3)_2}{|}}{CH}.CO_2^-Na^+$$

$$\xrightarrow{pH\,6} O\left\langle\begin{matrix} CH_2.CH_2 \\ CO\,.\,CH-C_4H_9 \end{matrix}\right\rangle N.CH_2.CH_2.OH \ \text{(II)} \xrightarrow{OH_2} (HO.CH_2.CH_2)_2N.\underset{\underset{CH_2.CH(CH_3)_2}{|}}{CH}.CO_2H \ \text{(III)}$$

(±) *isobutyl-3 (hydroxy-2′ éthyl)-4 morpholone-2* (II). — Liquide visqueux $É_6$ 183-186°C. Rdt 85 %. Une solution aqueuse de (II) chauffée quelques heures à 120°C s'hydrolyse. Après concentration et addition d'alcool-éther, *l'hydroxyaminoacide* (III) cristallise F 119-121°C. $C_{10}H_{21}O_4N$, calculé %, N 6,39; trouvé %, N 6,37. A partir de *l* (—) leucine, ce passage par (II) s'accompagne d'une racémisation pratiquement totale.

$\{(HO.CH_2.CH_2)_2N.CH[CH_2.CH(CH_3)_2]CO_2\}_2Cu$. — Préparé par action d'oxyde cuivrique sur une solution aqueuse de (II) ou de (III). Tablettes hexagonales bleues, très peu soluble dans l'eau froide (légèrement à chaud), soluble en présence d'hydroxydes alcalins sans précipitation de $Cu(OH)_2$. Séché à 70°C sous vide : $(C_{10}H_{20}O_4N)_2Cu$, calculé %, Cu 12,71; N 5,60; trouvé %, Cu 12,70; N 5,67.

5. $(HO.CH_2.CH_2)_2N.CH_2.CO_2H$ ([5]). — L'aminoacétate de sodium traité par l'oxyde d'éthylène, selon le procédé général ([1]), fournit par distillation la N-(hydroxy-2′ éthyl) morpholone-2, $É_6$ 180-182°C, Rdt 75 %. Chauffée en solution aqueuse (120° C), cette morpholone donne :

$$(HO.CH_2.CH_2)_2N.CH_2.CO_2H,$$

F 193-195° C (recristallisé dans eau-éthanol), calculé %, N 8,59; trouvé %, N 8,51.

(*) Séance du 7 octobre 1957.

(1) M. PASCAL, Note I, *Comptes rendus*, **244**, 1957, 1514.

(2) Arc Hg : J = 5790,8 Å; V = 5461 Å; I = 4358,7 Å. M = masse moléculaire. c = grammes de soluté dans 100 ml de solution.

(3) M. PASCAL, *Bull. Soc. Chim.*, 1957, p. 185.

(4) A. KIPPRIANOV, *Ukrains. khem. zhurn.*, 2, 1926, p. 236.

(5) Décrit par plusieurs auteurs selon d'autres réactions, bibliographie dans (3).

(*Institut de Chimie de Montpellier.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Préparation des aldéhydes α-halogénés par substitution directe.* Note (*) de M. **Jean-Jacques Riehl**, présentée par M. Marcel Delépine.

Contrairement aux cétones α-halogénées qui ont fait l'objet de publications très nombreuses, les halogéno-aldéhydes ont été assez peu étudiés par suite des difficultés de leur préparation. Les essais de substitution directe du brome ont été assez décevants ([1]). L'utilisation des trimères ([2]), ([3]) a permis d'améliorer les rendements. Mais seules des méthodes indirectes ont donné des résultats assez satisfaisants.

Kirrmann ([4]) a bromé les acétals par le chlorobromure de phosphore PCl_3Br_2. Bedoukian ([5]) a utilisé les acétates d'énols, ce qui exige quatre étapes. Dans le cas de l'aldéhyde phénylacétique, la première de ces méthodes a échoué, la seconde a donné un rendement de 12 %.

Des difficultés analogues, bien que moins grandes, ont été rencontrées dans la chloruration. Tabuteau et Guinot ([6]), utilisant comme milieu réactionnel l'acide chlorhydrique concentré, ont obtenu d'assez bons résultats, complétés par Krattiger ([7]).

Il est beaucoup plus avantageux d'effectuer la substitution directe du chlore, au moyen de SO_3Cl_2, dans un solvant particulièrement favorable, le chlorure de méthylène, méthode préconisée par Ash et signalée par Stevens ([8]); on obtient ainsi des rendements nettement supérieurs aux précédents, dans une opération bien plus commode. Nous avons obtenu ainsi les chloroaldéhydes aliphatiques déjà connus et augmenté sensiblement les rendements, maintenant supérieurs à 60 %, en employant le solvant anhydre. De plus, le procédé nous a permis de préparer l'aldéhyde α-chlorophénylacétique, dont nous avons déjà indiqué les constantes ([9]), et que nous caractérisons par la formation d'un amino-2 thiazole.

Il nous a paru utile d'étudier l'efficacité du chlorure de méthylène comme solvant dans le cas de la bromuration. Effectivement, les aldéhydes bromés aliphatiques en C_4 et C_7 ont été obtenus ainsi, avec des rendements au moins égaux à ceux des procédés indirects, et par une technique plus rapide et plus commode.

C'est pour l'aldéhyde phénylacétique α-bromé que cette préparation s'est avérée particulièrement précieuse. De nombreux essais antérieurs avaient échoué. Le chlorure de méthylène a permis d'obtenir un rendement de 50 %.

Le rôle de la température est important dans cette opération. C'est seulement au-dessous de — 20° C qu'on évite la formation de dérivés dibromés.

Mode opératoire. — 1. A l'aldéhyde fraîchement distillé, dissous dans

les deux tiers de son volume de CH_2Cl_2 anhydre, on ajoute lentement et sous agitation, le brome dissous dans un égal volume du même solvant, en évitant un excès d'halogène. La température est soigneusement maintenue aux environs de — 20° C jusqu'à la décoloration du milieu qui a lieu quelque temps après la fin de l'introduction du brome. Puis on laisse revenir à température ambiante, et l'on chauffe finalement environ 30 mn sous reflux pour faire dégager BrH. Après refroidissement, on effectue deux lavages à l'eau, ainsi qu'un lavage au carbonate de sodium dilué dans le cas de $C_6H_5CHBrCHO$, particulièrement sensible à BrH. Après séchage, on élimine le solvant sous vide, et l'on distille rapidement. Enfin on rectifie à travers une bonne colonne.

	$T_É$.	Rdt (%).	n_D.	d.	RM_{calc}.	RM_{tr}.
$C_6H_5.CHCl.CHO$........	98–100°/13	70	1,5529/18	1,207	40,44	41,00
$C_6H_5.CHBr.CHO$........	78–80°/0,8	50	1,5830/20	1,505	43,34	44,19
$C_5H_{11}.CHBr.CHO$.......	81–82°/13	67	1,4670/19	1,253	42,38	42,75
$C_2H_5.CHBr.CHO$........	46°/30	56	1,4705/18	1,470	28,45	28,68

2. Amino-2 phényl-5 thiazole : composé obtenu par condensation de l'aldéhyde α-chlorophénylacétique et de thiourée, suivant une technique due à Krattiger (7) avec un rendement de 70 % : F 209-211°.

Il avait été préparé par Hurd (10) par une méthode indirecte en trois étapes avec un très faible rendement.

(*) Séance du 7 octobre 1957.
(1) Nef, *Ann. Liebig*, **335**, 1904, p. 264.
(2) Franke, *Monatshefte*, **21**, 1900, p. 205, 210, 1128.
(3) Dworzak, *Monatshefte*, **48**, 1927, p. 251.
(4) *Ann. Chim.*, 10e série, **11**, 1929, p. 224.
(5) *J. Amer. Chem. Soc.*, **66**, 1944, p. 1325.
(6) *Comptes rendus*, **231**, 1951, p. 234.
(7) *Bull. Soc. Chim. Fr.*, **20**, 1953, p. 222.
(8) *J. Amer. Chem. Soc.*, **79**, 1954, p. 2695.
(9) Kirrmann et Riehl, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 808.
(10) *J. Amer. Chem. Soc.*, **71**, 1949, p. 4007.

(*Laboratoire de Chimie de l'École Normale Supérieure, 24, rue Lhomond, Paris, 5e.*)

GÉOLOGIE. — *Sur l'existence du Maestrichtien au Nord de Djeddah (Arabie séoudite)*. Note (*) de M. **Roman Karpoff**, présentée par M. Charles Jacob.

Au Nord et à l'Est de Djeddah, un peu à l'intérieur des chaînes côtières parallèles à la mer Rouge, il existe une zone longue de 110 km au moins, où affleurent sporadiquement des séries sédimentaires plissées, les Séries d'Asfan

et de Shumazi ([1]). Celles-ci reposent sur le socle antécambrien et sont recouvertes par endroits par des alluvions ou des coulées de basalte qui les ont préservées de l'érosion. On peut actuellement préciser la nature et la limite inférieure d'âge de ces formations, dans leur coupe la plus complète qui se trouve au col routier situé à environ 3 km au Nord du village d'Asfan, donc à 54 km au Nord-Nord-Est de Djeddah.

Discordants sur un socle antécambrien de laves vertes altérées et plissées représentant la « Série de Médina » ([2]) dont les sépare fréquemment une faille, des marnes, des calcaires et des grès gris ou jaunes supportent des niveaux, d'origine vraisemblablement marine, de marnes, argiles et grès jaunes; l'épaisseur de chaque banc, très régulier, est de 1 à 3 m en général. Ils sont surmontés en concordance apparente par des grès plus ou moins grossiers à « dragées » de quartz, « poupées » et niveaux d'hématite, par des argiles sableuses et des conglomérats argilo-sableux de couleur rouge. Un niveau de calcaire lacustre blanc, situé près de la base de la série rouge, s'épaissit vers le Nord où on le retrouve sous une coulée de basalte à 12 km du col. A l'Est et au Sud-Est, des lambeaux de la même coulée horizontale ne permettent pas de compléter la coupe vers le haut; en effet, tous les bancs sont monoclinaux et orientés Nord-Est-Sud-Ouest avec un pendage de 40 à 45° vers le Sud-Est, sauf à la partie inférieure où un pli en genou fait basculer les bancs de l'horizontale à la verticale.

C'est à une dizaine de mètres peut-être de la base, mal visible, de ce puissant complexe sédimentaire épais de plus de 1 000 m., que se trouve un calcaire gris foncé à Lamellibranches très abondants, Gastéropodes ornés et dents de Squales. Mlle D. Mongin y a déterminé les formes suivantes :

Cardita (*Venericardia*) *ameliæ* Péron ;
Cardita (*V.*) *ameliæ var. orfellensis* Rossi-Ronchetti ;
Corbula striatuloides Forbes ;
Lucina cf. desioli Ch.-Rispoli.

Cette faune est maestrichtienne, et il est permis de supposer que les 80 à 100 m de niveaux marins qui surmontent le banc fossilifère représentent le Paléocène (?) et une partie de l'Éocène au moins. Quant à la partie supérieure, la plus épaisse, du complexe (bancs rouges d'origine continentale et niveau lacustre) elle pourrait correspondre soit à l'Oligocène, soit à l'Oligo (?)-Miocène.

La stratigraphie locale peut être résumée dans le tableau suivant, de haut en bas :

— Alluvions récentes et dunes : *Quaternaire récent* ;

— Alluvions anciennes, verdâtres (10 à 40 km Sud-Sud-Est d'Asfan) : *Quaternaire ancien ou Pliocène* ;

— Coulées de basaltes gris « anciens » très étendues : *Pliocène* (?) ;

— Série de Shumazi, d'origine continentale (grès, argiles, conglomérats rouges) : *Oligo-Miocène* (?) ;

— Série d'Asfan, d'origine marine (marnes, calcaires, grès) : *Éocène* (?) *à Maestrichtien* ;

— Série de Médina, métamorphique et granitisée : *Antécambrien*.

La découverte d'une faune du Sénonien supérieur près de Djeddah permet d'affirmer qu'au Maestrichtien, le massif antécambrien arabonubien présentait déjà un affaissement à sa clef de voûte, car un golfe marin important occupait alors la région où s'étend de nos jours la moitié septentrionale de la mer

Rouge. Cette observation confirme en outre qu'en Arabie et en Egypte, la transgression campano (?)-maestrichtienne est la plus importante du Crétacé, car elle dépasse largement les limites atteintes par une autre grande transgression, celle des mers du Cénomano-Turonien, dont les rivages ne semblent pas avoir franchi la ligne Louxor-Maan vers le Sud.

(*) Séance du 7 octobre 1957.
(1) R. KARPOFF, *C. R. Somm. Soc. Géol. Fr.*, nº 2, 1956, p. 17-18.
(2) R. KARPOFF, *C. R. Somm. Soc. Géol. Fr.*, nºs 5-6, 1955, p. 105-106.

GÉOLOGIE. — *Tectoniques superposées dans la Sierra Nevada (Cordillères bétiques, Espagne)*. Note de M. **José Maria Fontboté**, présentée par M. Paul Fallot.

Le plissement de fond de la Sierra Nevada est déjà connu (1). Ayant affecté l'ensemble des complexes (noyau métamorphique, Mischungszone, Alpujarrides) qui en font partie, ainsi que le Néogène transgressif bordier, il est la cause essentielle de son relief actuel. Ce plissement de fond a superposé ses effets à ceux de la tectonique de charriages mise en évidence par H. A. Brouwer (2) et R. C. Van Bemmelen (3). Or, des observations faites au cours du lever détaillé de la zone nord-ouest de la Sierra Nevada m'ont montré que ce plissement de fond ne représentait pas la seule tectonique superposée à celle des charriages et aux éventuels plissements plus anciens. En effet, j'ai observé des faits qui prouvent l'existence d'une tectonique de plissement, à plis aigus et de faible envergure, et aussi d'une tectonique de style cassant typique.

Avant d'entrer dans l'analyse de ces faits il est opportun de signaler que mes observations m'ont permis de constater le bien-fondé des vues de Brouwer et de Van Bemmelen quant à la signification des lambeaux de schistes cristallins reposant sur le Trias alpujarride. Ils sont très nombreux sur les versants nord-ouest et nord de la Sierra Nevada, aussi bien que dans les chaînons s'étendant entre celle-ci et la Sierra Arana. Ces lambeaux ne sauraient être interprétés que comme étant des témoins d'au moins une grande nappe provenant du Sud : « nappe de Guájar » de Van Bemmelen, équivalent en partie à la « nappe de Gádor » de M. M. Blumenthal (4).

C'est précisément l'étude géométrique de la surface de charriage de cette nappe qui a révélé la tectonique de plissement dont il va être question.

Cette surface est fortement courbée et gauchie. M. M. Blumenthal (4), qui avait observé cette allure, si l'on peut dire, irrégulière dans la continuation des mêmes unités vers le Sud-Ouest assez près de la Sierra Nevada,

avait conclu à l'assimilation de cette surface à une ancienne surface topographique; le charriage aurait donc été épiglyptique. Les raisons invoquées pour cette interprétation restent valables dans la région qui fait l'objet de la présente Note et on l'y peut généraliser.

Néanmoins, on ne saurait exclure ici un autre facteur ayant contribué à l'allure si courbée et gauchie de cette surface de charriage : son plissement, postérieur à la mise en place de la nappe de Guájar. Faisant abstraction d'autres faits significatifs mais moins probants, retenons ici ceux, particulièrement suggestifs, qu'on peut observer dans la zone de El Purche, sur le versant nord-ouest de la Sierra Nevada.

Là, la route en construction de Pinos-Genil à Trevelez (« route de la Sierra ») traverse, entre les km 12,9 et 13,4, un affleurement des schistes cristallins noirs de la nappe de Guájar, reposant sur des dolomies très écrasées du Trias. La surface de charriage montre de beaux miroirs et des stries régulièrement disposées suivant une direction Nord-Nord-Est-Sud-Sud-Ouest. Elle a une allure synclinale, mais à la rigueur cette allure elle seule n'exclurait pas une origine non tectonique. Or, le Vindobonien marin repose sur l'extrémité occidentale de l'affleurement des schistes de la nappe de Guájar. Il est représenté par des conglomérats et des calcaires gréseux bien lités qui, eux aussi, sont nettement plissés en un synclinal correspondant, quoique en un peu plus adouci, au synclinal de la surface de charriage. Juste au Sud de cet endroit, sur la croupe située à l'Est du sanatorium de El Purche, un autre lambeau de schistes cristallins, plus large que celui de la route, repose sur le Trias par une surface de charriage plissée en synclinal assez aigu; des restes de la couverture miocène épousent, encore, bien que plus doucement, l'allure de la surface de charriage. Et d'autres exemples analogues pourraient encore être cités.

Par conséquent, l'existence de plissements ayant agi sur la surface de charriage de la nappe de Guájar est tout à fait certaine, de même que leur âge, postérieur, tout au moins en grande partie, à la sédimentation du Miocène transgressif.

Jusqu'à présent je n'ai trouvé nulle part, dans le noyau métamorphique de la Sierra Nevada, trace de plis comparables à ceux dont je viens de m'occuper. Il semble partout y régner l'allure régulière du vaste anticlinal de fond de la Sierra, troublée seulement par des plissotements cantonnés dans les assises schisteuses et par quelques gauchissements très faibles dans leur ensemble. C'est pourquoi, sous réserve des résultats de recherches plus étendues, les plis signalés plus haut, étroits et aigus, peuvent être interprétés comme une conséquence du plissement disharmonique d'une partie du complexe alpujarride et de la couverture miocène en rapport avec le soulèvement de l'anticlinal de fond de l'ensemble de

la Sierra. On doit retenir, à ce sujet, que ledit complexe contient des niveaux phylliteux puissants dont la haute plasticité a pu faciliter le glissement différentiel des assises supérieures au fur et à mesure du soulèvement.

Quant à la tectonique cassante, elle est représentée par des failles, dont quelques-unes à grand rejet, qui ont morcelé l'ensemble de la zone occidentale de la Sierra Nevada, aussi bien que la bordure du bassin de Grenade et les chaînons s'étendant entre celui-ci et le bassin de Guadix. Les plus importantes de ces failles ont une direction assez constante Nord-Nord-Ouest-Sud-Sud-Est.

Van Bemmelen en avait déjà signalé trois qui affectent le bord septentrional des Alpujarrides. En fait, elles sont bien plus nombreuses, et visibles tant sur les versants occidentaux de la Sierra Nevada que sur le bord nord-oriental du bassin de Grenade. C'est de ces accidents que sont résultés le relief abrupt des premiers, sur la vallée de Lecrin, et la forte dénivellation du bord de la dépression mentionné. Dans ce bord on peut observer que des failles importantes ont affecté les couches miocènes et pliocènes, et même des dépôts attribuables au Quaternaire. Il ne paraît d'ailleurs pas trop audacieux de voir des rapports entre cette tectonique cassante si récente et l'activité séismique qui continue, encore de nos jours, à se manifester dans cette région des Chaînes bétiques.

En résumé, on peut donc conclure à la superposition de quatre tectoniques de styles et d'âges différents dans la région nord-occidentale de la Sierra Nevada et les zones voisines :

1° Tectonique de nappes de charriage; son âge, d'après les données qu'on possède sur cette seule région, doit être postérieur au Trias et antérieur au Miocène. Mais des observations faites dans des zones proches peuvent, de leur côté, faire rejeter un âge postérieur à l'Oligocène inférieur;

2° Plissement de fond, ayant donné lieu à la formation de la grande voûte de la Sierra Nevada. Son développement, forcément lent, s'est effectué surtout depuis le Miocène, mais il a pu s'amorcer avant;

3° Dans les assises supérieures du complexe alpujarride, la formation de plis aigus et de faible envergure peut être en rapport tardif avec le plissement de fond;

4° Tectonique cassante, d'âge néogène tardif et s'étendant probablement au Quaternaire.

(1) P. Fallot, *Est. Geol.*, n° 8, 1948, p. 83.

(2) *Geol. Rundsch.*, 17, 1926, p. 118.

(3) *Bijdrage tot de Geologie der Betische Ketens in de provincie Granada* (*Thèse*), Delft, 1927.

(4) *Géol. Médit. Occident.*, 4, fasc. 8, Barcelone, 1935.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Action des gibberellines sur l'activité auxines-oxydasique de tissus cultivés* in vitro. Note de M. **Paul-Émile Pilet**, présentée par M. Raoul Combes.

Les gibberellines entraînent l'inhibition de systèmes auxines-oxydasiques, c'est-à-dire ralentissent l'inactivation enzymatique *in vivo* des auxines et favorisent par conséquent l'accumulation des hormones de croissance dans les tissus traités.

L'application des gibberellines (GB) a fait déjà l'objet d'un certain nombre de travaux ([1]), mais le mécanisme de leur action est encore fort peu connu. Nous avons entrepris une série de recherches concernant l'influence des GB sur le métabolisme des hormones de croissance (activité des auxines-oxydases) et nous rapporterons ici nos premières observations.

Les essais ont porté sur des fragments de carotte cultivés *in vitro* (milieu de Heller) dont l'activité auxines-oxydasique est connue ([2]). Des extraits sont faits pour des cultures primaires (20 jours) au niveau des néoformations et des fragments. La technique de dosage a été exposée ailleurs ([3]) et les expériences suivantes ont été réalisées :

Extraits (préparés à — 28° C)............	2 ml	2 ml	—	—
Solution pH 6,1 (PO_4KH_2/PO_4Na_2H).....	6	4	6 ml	8 ml
GB (*).............................	—	2	2	—
ABIA (**) (50 μg/ml)..................	2	2	2	2

(*) Le produit utilisé est un mélange de gibberellines A($C_{19}H_{24}O_6$) et X($C_{19}H_{22}O_6$); $[\alpha]_D^{25} + 60° \pm 2$. Ce corps provient du Dept. Scient. Rest. Abott (U. S. A.).

(**) L'acide β-indolyl-acétique (ABIA), conservé à l'obscurité et à + 0,5° C est ajouté au temps 0.

Après une incubation de 30 à 120 mn (obscurité, 25° C), 2 ml de la solution totale sont prélevés (on répète jusqu'à épuisement de la solution) et mélangés à 8 ml du réactif (Salkowski modifié). On évalue, à l'électrophotocolorimètre Klett-Summerson (535 mμ ± 35) l'extinction après un temps déterminé (60 à 1800 s). Le dosage des protéines N se fait selon la technique de Nessler-Kjeldahl, modifié par Kirk et l'activité des auxines-oxydases est exprimée en fonction de l'ABIA détruit par unité de protéines N et pour une incubation de 60 mn.

Les résultats exposés dans le tableau ci-après, indiquent que les GB entraînent une inhibition de l'activité des auxines-oxydases, qu'elles empêchent la destruction *in vivo* des auxines. Toutefois, il nous faut relever que ces corps, administrés à de très faibles concentrations, paraissent stimuler l'action enzymatique; nous nous réservons de revenir sur ce point ultérieurement.

Concentration en gibberellines.		Activité auxines-oxydasique (**) µg ABIA détruit/0,1 mg, protéines N/60 mn.	
µg/ml solution GB.	µg/ml solution totale (*).	Fragment (zone médiane et médullaire).	Néoformation (zone profonde).
0	0	16,4	7,1
0,1	0,02	19,3	7,6
0,5	0,10	17,0	7,2
1,0	0,20	17,7	5,7
5,0	1,00	10,8	4,2
10,0	2,00	8,1	4,3
25,0	5,00	4,6	4,0
50,0	10,00	4,9	3,7
100,0	20,00	3,1	2,6

(*) Solution totale = extrait enzymatique (2 ml) + solution tampon (4 ml) + ABIA (2 ml) + GB (2 ml). Donc si l'on utilise des GB à 10 µg/ml, la concentration de la solution totale sera 2.10/10 = 2µg/ml.

(**) Dans ces résultats, il est tenu compte de la dégradation spontanée de l'ABIA et du rôle des GB sur l'inactivation non enzymatique de l'ABIA.

Discussion. — Si certains auteurs ont montré que les GB donnent des résultats négatifs avec le test *Avena* ([4]), d'autres considèrent ces corps comme de véritables auxines ([5]) ou admettent qu'il existe entre eux et les hormones de croissance un synergisme biochimique ([6]). Rappelons, enfin, une étude suggestive ([7]) où il est démontré que les GB activeraient la transformation du *l*-tryptophane en auxines. En mettant en évidence l'action inhibitrice des GB sur les auxines-oxydases, nous arrivons à des conclusions semblables.

Des essais sont en cours pour préciser dans quelle mesure les GB règlent la transformation accélérée des précurseurs en hormones d'une part et la destruction enzymatique freinée des composés actifs d'autre part. Ces deux processus conduisent parallèlement, mais par des voies différentes, à un accroissement final du taux en auxines. Ces essais sont entrepris en relation avec d'autres facteurs biochimiques [SH, par exemple ([8])] également responsables de la croissance.

([1]) B. B. Stowe et T. Yamaki, *Ann. Rev. Plant Physiol.*, 8, 1957, p. 181.

([2]) P. E. Pilet, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1141.

([3]) P. E. Pilet, *Rev. gén. Bot.*, 64, 1957, p. 106.

([4]) Y. Sumiki, *J. Agr. Chem. Soc. Japan*, 26, 1952, p. 393 ; J. Kato, *Mem. Coll. Agr. Kyoto Univ.*, 20, 1953, p. 189.

([5]) P. W. Brian, H. G. Hemming et M. Radley, *Physiol. Plantarum*, 8, 1955, p. 899.

([6]) J. P. Nitsch et C. Nitsch, *Plant Physiol.*, 31, 1956, p. 94.

([7]) T. Hayashi et Y. Murakami, *J. Agr. Chem. Soc. Japan*, 27, 1953, p. 675.

([8]) P. E. Pilet, *Physiol. Plantarum*, 10, 1957, p. 708.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur le métabolisme de l'acide glutamique dans les tissus de crown-gall de Scorsonère cultivés* in vitro. Note (*) de M. **Claude Lioret**, présentée par M. Lucien Plantefol.

L'alimentation de tissus de crown-gall de Scorsonère en acide glutamique marqué par ^{14}C, soit en 3 et 4, soit en 1, est suivie de l'introduction de ^{14}C dans de nombreux acides aminés et acides organiques. Un acide aminé particulier aux tissus de crown-gall peut dériver de l'acide glutamique qui a alors perdu son carbone 1. Les acides tricarboxyliques proviennent principalement d'une carboxylation de l'acide α-céto-glutarique.

Dans une précédente Note, j'ai signalé que le métabolisme des tissus de crown-gall cultivés *in vitro* est caractérisé par la synthèse d'un nouvel amino-acide non encore identifié ([1]). Dans le but d'étudier la genèse de cet amino-acide, j'ai recherché quelles sont les substances radioactives présentes dans des tissus de crown-gall alimentés en acide glutamique marqué par ^{14}C, soit en 3 et 4, soit en 1.

Deux lots de 24 colonies tissulaires de crown-gall de Scorsonère sont prélevés après trois semaines de culture et pesés. Chaque lot est introduit dans une fiole de Fourneau contenant 4 ml de solution de Knop diluée de moitié, 200 mg de glucose et 7,4 mg d'acide glutamique marqué, d'activité spécifique égale à 1 C/mol-g. L'acide glutamique utilisé pour le premier lot est marqué en 3 et 4 $[HOOC-^{14}CH_2-^{14}CH_2-CH(NH_2)-COOH]$, celui utilisé pour le second lot l'est en 1$[HOOC-CH_2-CH_2-CH(NH)_2-^{14}COOH]$. Les cellules étant largement approvisionnées en glucides, l'acide glutamique ne constitue qu'un apport négligeable de carbone.

Après 4 h les colonies sont fixées dans l'alcool à 95° G. L., à l'ébullition. Les substances solubles sont extraites, puis fractionnées en trois groupes (aminoacides, acides organiques, glucides + polypeptides) à l'aide de résines échangeurs d'ions. Aminoacides d'une part et acides organiques d'autre part sont séparés par chromatographie. Les substances radioactives sont décelées par autoradiographie, leur activité est déterminée après élution.

Les résultats sont indiqués dans le tableau ci-après.

La somme des activités trouvées après élution des différentes substances représente 80 % de la radioactivité totale; le déficit est attribuable aux pertes réalisées au cours des manipulations.

La très forte activité de l'acide glutamique indique que son absorption est beaucoup plus rapide que son utilisation.

L'acide pyrollidone-carboxylique peut avoir une origine physiologique, mais il est également possible qu'il provienne de la décomposition de la glutamine au cours des séparations [*cf.* H. Wælsch ([2])].

Activités, en milliers de coups par minute, des différentes fractions et substances radioactives contenues dans un gramme de substance tissulaire sèche.

	Tissus en présence d'acide glutamique 3-4-^{14}C.	Tissus en présence d'acide glutamique 1-^{14}C.
Acides aminés libres et acides organiques.	395	320
Glucides + polypeptides..............	6,2	4,9
Fraction insoluble....................	1,1	2,1
Acide glutamique....................	213	229,5
Glutamine..........................	9,5	2,6
Acide γ-aminobutyrique..............	25,2	0
» pyrollidone-carboxylique........	32,2	18,9
Proline............................	1,7	5,2
Acide aspartique....................	4,5	1,3
» aminé inconnu (*a*).............	0,4	0
» α-cétoglutarique (*b*)............	Traces	Traces
» succinique.....................	0,9	0,2
» fumarique.....................	0,4	Traces
» malique.......................	36,3	0,9
» citrique et isocitrique (*c*)........	2,9	2,9
» organique inconnu (*d*)..........	5,9	6,6
Sommes des activités trouvées après élution..........................	332,9	268,1

(*a*), Il s'agit de l'acide aminé décrit antérieurement ([1]).
(*b*), Présent en très faible quantité et mis en évidence par son hydrazone.
(*c*), Non séparés sur les chromatogrammes.
(*d*), Caractérisé par les R_f suivants :
0,07 avec le mélange : alcool, 80 ml; eau, 20 ml; NH_4OH 25° B^é, 5 ml.
0,17 avec le mélange : butanol, 100 ml; acide formique, 24 ml; eau, 12 ml.

L'acide γ-aminobutyrique est très radioactif lorsqu'il dérive de l'acide glutamique 3-4-^{14}C. Il est dépourvu de radioactivité lorsqu'il dérive de l'acide 1-^{14}C. Ces faits confirment l'origine de l'acide γ-aminobutyrique par décarboxylation de l'acide glutamique (Steward et coll.) ([3]).

La radioactivité de l'acide aminé particulier aux tissus de crown-gall est faible si l'acide glutamique 3-4-^{14}C est utilisé; elle est nulle avec l'acide 1-^{14}C. Cette substance peut donc dériver de l'acide glutamique et sa genèse implique une décarboxylation portant sur le carbone n° 1.

Les activités des diacides tétracarbonés (principalement celle de l'acide malique) sont beaucoup plus importantes lorsque l'acide glutamique 3-4-^{14}C est absorbé. L'origine de ces acides est liée à la désamination de l'acide glutamique, avec genèse d'acide α-cétoglutarique, et à la poursuite des réactions habituelles du cycle de Krebs. Celles-ci aboutissent à l'acide malique, qui tend à s'accumuler. Par contre, l'activité des acides citrique et isocitrique étant identique pour les deux lots de tissus, il est très improbable que la genèse de

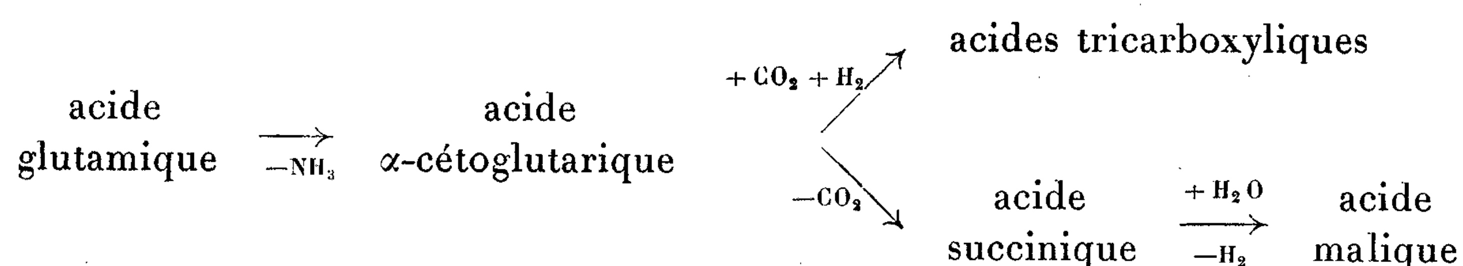
ces acides se déroule selon la réaction d'entrée des chaînons carbonés dans le cycle de Krebs :



S'il en était ainsi, l'acide oxalacétique proviendrait d'une oxydation de l'acide malique et les acides tricarboxyliques devraient être beaucoup plus radioactifs lorsque l'acide glutamique 3-4-^{14}C est utilisé. L'égalité de l'activité des acides citrique et isocitrique dans les deux cas peut s'expliquer par la réaction décrite par S. Ochoa ([4]) :



Dans ces tissus en pleine croissance, l'acide glutamique est normalement synthétisé à partir des acides organiques dérivant de l'oxydation des glucides. La quantité d'acide glutamique absorbée dans l'expérience double ou triple la quantité ordinairement présente. Cet accroissement peut être suffisant pour déplacer le sens habituel des réactions. Ainsi environ 1/8e de l'acide glutamique absorbé est converti en acide α-cétoglutarique. Si une fraction importante de celui-ci se décarboxyle et suit le cours habituel des réactions du cycle de Krebs, une autre fraction se carboxyle, les réactions réversibles se déroulant alors dans le sens inverse du cycle. Le schéma suivant résume ces deux voies divergentes.



Il faut donc souligner la facile réversibilité des réactions du cycle de Krebs si importantes pour la genèse des protides.

(*) Séance du 7 octobre 1957.

([1]) C. LIORET, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2171.

([2]) *Advances in Enzymology*, 13, 1952, p. 237.

([3]) F. C. STEWARD, J. F. THOMPSON et C. E. DENT, *Science*, 110, 1949, p. 439-440.

([4]) *The Enzymes*, 2, Part. 2 (Acad. Press, New-York), 1952, p. 935-936 et 960-961.

EMBRYOGÉNIE VÉGÉTALE. — *Saururacées. Développement de l'embryon chez l'*Houttuynia cordata *Thunb.* Note de M. **Pierre Crété**, présentée par M. René Souèges.

L'étude embryogénique de l'*Houttuynia cordata* permet de rapprocher étroitement les Saururacées des Urticacées et de leur trouver certaines affinités avec les Polygonacées et les Centrospermées. Elle les sépare nettement des Renonculacées dont il paraît impossible de les faire dériver.

Si A. L. de Jussieu [1] rattachait les *Saururus* aux Naïadées, les *Houttuynia* aux Aroïdées, tous les systématiciens sont maintenant d'accord pour faire, du groupe des *Saururus*, des Dicotylédones apétales, très proches des Pipéracées. Doit-on les considérer avec H. Baillon [2] comme une tribu des Pipéracées, ou avec Ph. Van Tieghem [3], A. Engler [4], R. Wettstein [5], J. Hutchinson [6], par exemple, comme une famille autonome, les Saururacées ? La seconde solution doit être la bonne, car les Saururacées, lorsque leurs carpelles sont soudés entre eux, ont toujours une placentation pariétale et un ovaire pluriovulé, tandis que l'ovaire des Pipéracées renferme un seul ovule dressé à placentation basilaire. D'autre part, les deux familles demeurent très voisines, compte tenu de la nature de leur appareil sécréteur, de leurs fleurs achlamydées, de l'orthotropie de leurs ovules et de leurs graines micrembryées à albumen réduit et périsperme très développé.

Il est bien difficile de situer l'emplacement de ces familles dans la classification. H. Baillon souligne surtout leurs affinités évidentes avec les Urticacées dont elles ont souvent le gynécée, la placentation et l'ovule. Quant à R. Wettstein, il écrit des Pipérales que leur position systématique est incertaine et il rappelle simplement que les recherches sérologiques sont en faveur de leur parenté avec les Fagacées et les Myricacées. Pour Van Tieghem, les Pipérales ne seraient autres que des Renonculacées à fleurs nues et Hutchinson pense également, des Pipéracées, qu'elles pourraient être une réduction extrême des Ranales. En définitive, il s'agit de savoir si les Pipérales sont plus proches des Renonculacées que des Urticacées et, comme ces deux familles répondent à des types embryonomiques bien différents, l'étude embryogénique d'une Pipérale devrait aider à résoudre définitivement ce problème. C'est ainsi que nous avons entrepris d'établir les lois du développement de l'embryon chez une Saururacée, l'*Houttuynia cordata* Thunb.

La première génération est marquée par la formation d'un embryon bicellulaire à paroi nettement transversale (*fig.* 2 et 3), alors que Campbell [7] et D. S. Johnson [8] décrivent des cloisonnements obliques chez les Pipéracées. A la seconde génération, prend naissance une tétrade appartenant à la catégorie A_2 (*fig.* 5 et 6). A partir de ce stade, une accélération se produit dans le cloisonnement des éléments issus de la cellule basale, les cellules *m* et *ci* de la tétrade prenant l'une, une paroi verticale et l'autre, une paroi transversale (*fig.* 7 et 8).

A la troisième génération, caractérisée par la différenciation des quadrants, l'étage *m* est déjà formé de quatre éléments juxtaposés si bien que le stade octocellulaire est nettement dépassé (*fig.* 12). Les quadrants se divisent à l'aide de cloisons horizontales ou, plus rarement, périclines (*fig.* 15 et 16, à droite), souvent presque anticlines, rappelant, dans ce dernier cas, celles du *Senecio vulgaris* (*fig.* 13 et *fig.* 15, à gauche). Ils fournissent la partie cotylée *s. lato*. Les quatre blastomères, qui se situent, en *m*, au stade des quadrants, se divisent à l'aide de parois verticales : on assiste ainsi à la séparation, vers l'extérieur, des

premiers éléments du dermatogène (*fig.* 12 à 14) et, vers l'intérieur, de quatre cellules circumaxiales; dans celles-ci des cloisons transversales isolent, vers le bas, les initiales de l'écorce de la racine et, vers le haut, quatre éléments à partir desquels s'édifient le périblème et le plérome. A partir de la cellule *n*, fille supérieure de *ci*, prennent naissance, successivement, deux (*fig.* 11 à 13), puis quatre cellules (*fig.* 14, 19, 20), situées sur un même plan horizontal. Des cloisons obliques font apparaître, ensuite, dans l'étage, les premiers éléments de la coiffe (*fig.* 22 et 23). La cellule *n'*, sœur de *n*, est à l'origine d'un suspenseur qui se limite généralement à deux ou trois éléments.

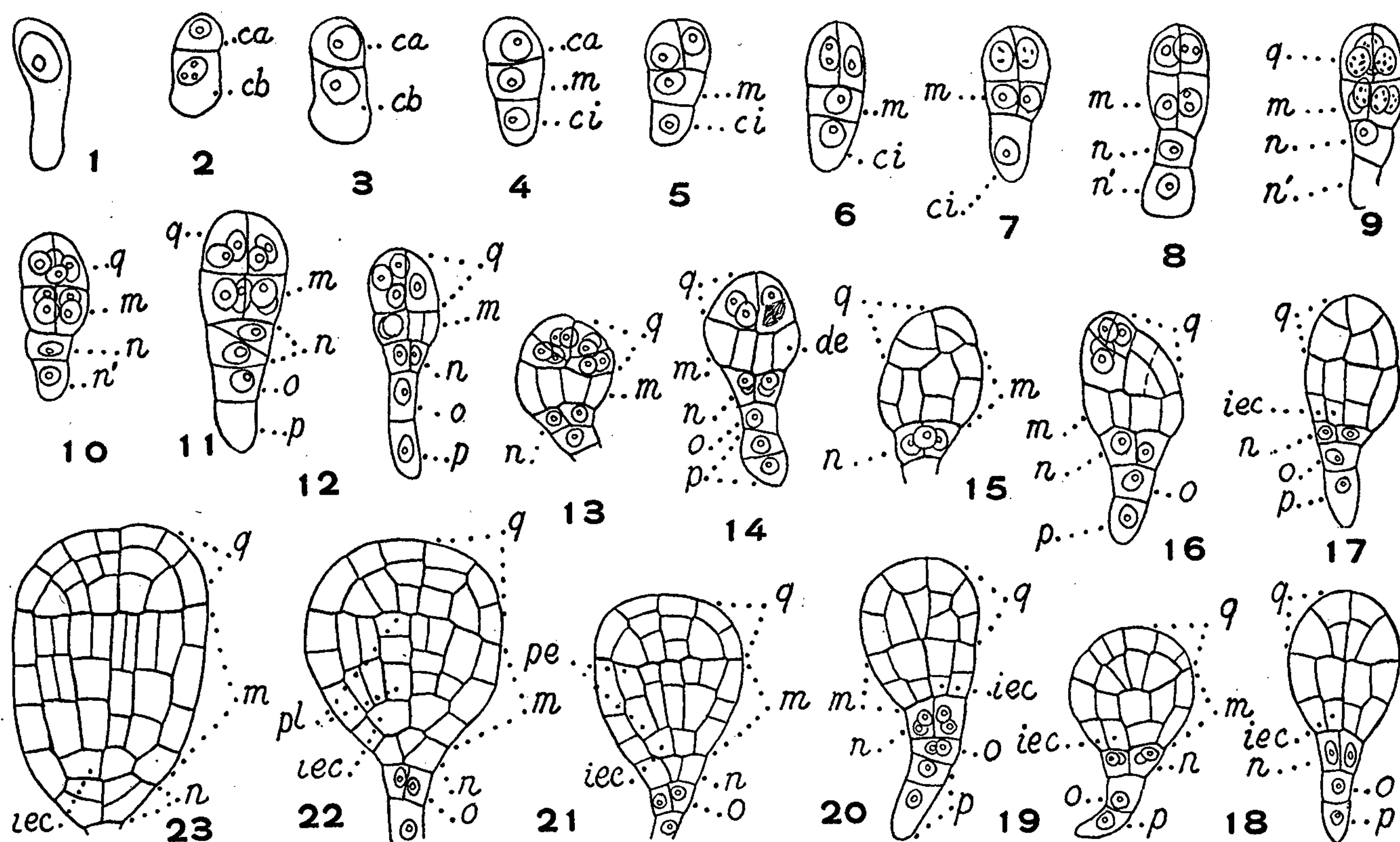


Fig. 1 à 23. — *Houttuynia cordata* Thunb. — *ca*, cellule apicale et *cb*, cellule basale du proembryon bicellulaire; *m*, cellule intermédiaire et *ci*, cellule inférieure de la tétrade; *q*, quadrants; *n*, cellule-fille supérieure de *ci* ou primordium de la coiffe; *n'*, cellule-fille inférieure de *ci*; *o* et *p*, cellules-filles de *n'*; *de*, dermatogène; *pe*, periblème; *pl*, plérome; *iec*, initiales de l'écorce au sommet radiculaire. G. × 480.

Provenant directement de la cellule-œuf, l'embryon de l'*Houttuynia cordata* appartient à la première période de la classification embryogénique. Par sa tétrade de la série A_2, il s'inscrit dans le premier groupe de ce système et, par les destinées de sa cellule basale, il se rattache au deuxième mégarchétype. La case qu'il occupe est celle du *Senecio vulgaris*, mais, comme les initiales de l'écorce de la racine proviennent de *m* et comme la cellule *n* est à l'origine de la seule assise calyptrogène, l'embryogénie de la Saururacée l'apparente plus particulièrement au sous-archétype de l'*Oxalis corniculata* [9].

Les données de l'embryogénie permettent d'affirmer que les Saururacées se rapprochent étroitement des Urticacées qui font partie de la même famille embryogénique; elles sont très différentes, par contre, des Renonculacées et n'en peuvent pas dériver puisque le type embryonomique

du *Myosurus minimus* est assurément moins archaïque que celui du *Senecio vulgaris*. Par l'intermédiaire du type par superposition que représente le *Claytonia perfoliata* Donn., on peut admettre l'existence d'une parenté entre l'archétype du *Senecio*, auquel se rattache l'*Houttuynia*, et celui du *Polygonum* qui sont, d'ailleurs, voisins dans la classification embryogénique ([10]). Or, les Polygonacées présentent, en ce qui concerne le développement du jeune sporophyte, d'étroites affinités avec les Salicacées, d'une part, et, d'autre part, avec les Nyctaginacées, qui font partie des Centrospermées ([9]).

Telles sont les diverses interprétations qu'on peut émettre, pour le moment, quant aux rapports phylogénétiques des Saururacées.

(1) *Genera plantarum*, 1789.
(2) *Histoire des plantes*, 3, Paris, 1872.
(3) *Éléments de botanique*, 2, Paris, 1918.
(4) ENGLER et PRANTL, *Die natürlichen Pflanzenfamilien*, 3, n° 1, Leipzig, 1894.
(5) *Handbuch der systematischen Botanik*, 4e édit., Leipzig et Vienne, 1933.
(6) *The families of flowering plants*. I. *Dicotyledons*, Londres, 1926.
(7) *Ann. of Bot.*, 15, 1901, p. 103-117.
(8) *Bot. Gaz.*, 34, 1902, p. 321-340.
(9) R. SOUÈGES, *Embryogénie et Classification*, 3e fasc., *partie spéciale : 1re période du système*, Paris, 1948.
(10) R. SOUÈGES, *Comptes rendus*, 221, 1945, p. 111.

AGRONOMIE. — *Le problème de la conservation des bananes, après leur coupe. Techniques de compromis entre celles qui utilisent la convection forcée et celles qui utilisent la convection naturelle*. Note (*) de M. **ALEXANDRE TSALPATOUROS**, présentée par M. Roger Heim.

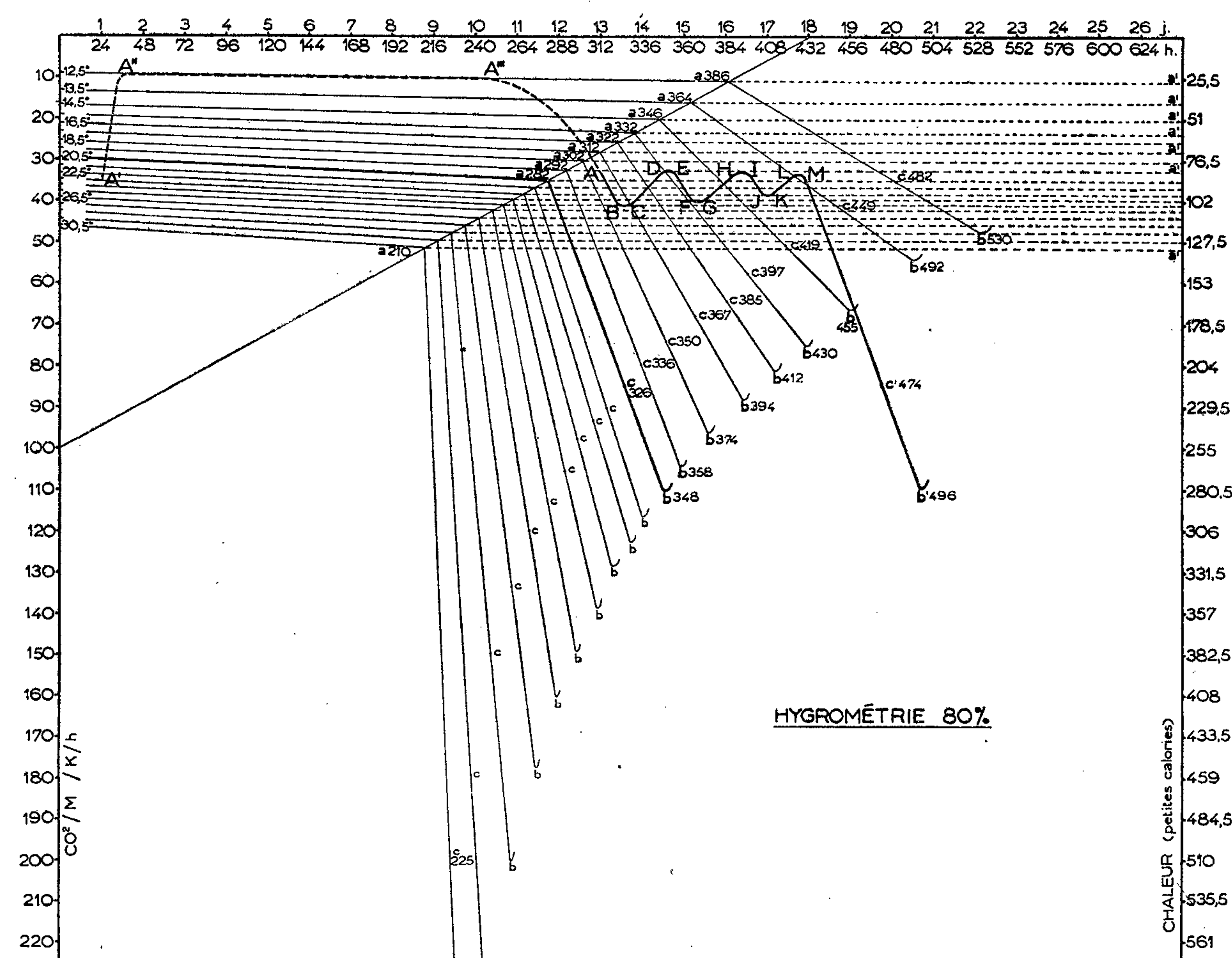
Dans l'industrie de la banane, plusieurs tris sont nécessaires de la plantation à la consommation. Ces tris se pratiquent sur des tests imprécis et infidèles. Ceux-ci seraient-ils un jour précis et fidèles, il resterait qu'ils demeureront coûteux. Toutes techniques qui pourraient nous en dispenser en partie, comprimeraient d'autant le prix de revient du fruit.

Dans une Note précédente ([1]), nous avons vu que pour concrets qu'ils soient, les régimes de bananes d'études qui ont servi à l'établissement de nos tracés de référence, ne pouvaient plus être retenus dans la suite de nos travaux à l'échelle industrielle que comme théoriques, car, pour commercialiser la banane, il est inconcevable de traiter régime par régime depuis sa coupe jusqu'à sa distribution chez les détaillants et les consommateurs.

Il faut la réunion d'un certain nombre de régimes constituant un lot, une chambrée, un chargement, pour pouvoir parler d'industrie et de

commerce. Mais pour qu'un lot puisse faire l'objet pendant son entreposage de traitements et de tractations possibles, il est sous-entendu qu'il doit être composé d'unités semblables. Or, on sait qu'au départ de la plantation et à l'embarquement, malgré tous les tests, les tris, les conditionnements coûteux, la constitution de lots homogènes ne peut être réalisée et l'on doit ajouter que leur disparité se maintient et s'aggrave au cours de leur transport.

C'est l'existence concrète d'un régime d'un tel lot, appelé régime commercial, que nous avons voulu faire ressortir pour l'examiner après avoir admis jusqu'à nouvel ordre que chaque régime commercial peut toujours être rattaché à un régime d'études dont il est le correspondant et que, par conséquent, son état peut être figuré par un point quelconque de notre gradient ci-dessous dont les tracés peuvent être prolongés et multipliés.



Ambiances immobiles. — De nombreuses observations, suivies d'interprétations et de vérifications préliminaires, nous ont conduit à conclure que lorsqu'on entrepose dans une enceinte thermiquement isolée un lot de régimes de bananes dans un état relatif courant et quelconque et qu'on maintient l'ambiance de cette enceinte immobile, les échanges thermiques entre les différents régimes suffisent pour rendre tout le lot homogène au bout d'un temps variable pour peu que l'arrimage des fruits soit réalisé

volontairement ou involontairement d'après une architecture déterminée, inspirée par les lois physiques de la chaleur. Une régulation automatique s'opère qui amène tous les régimes à un même état en même temps, conférant à tout le lot une parfaite homogénéité, qualité apparente appréciée à la couleur, et une très bonne qualité réelle, reconnue à la saveur et au parfum.

Les régimes qui agissent comme sources chaudes déversent leur excédent d'énergie thermique sur les régimes qui se comportent comme accepteurs de celle-ci, partie par conduction, partie par convection, partie par rayonnement, suivant leur position réciproque et de façon telle qu'aucun foyer intempestif et nocif de chaleur ne se crée du chef de l'un de ces processus, par exemple de celui de rayonnement, sans qu'immédiatement un des autres, par exemple le processus de convection naturelle, ne s'active automatiquement pour l'éliminer tout en apportant la chaleur aux régimes qui peuvent l'accepter. Tant qu'il existe des régimes frais dans la masse, les régimes-sources chaudes ne flambent jamais, et tant qu'il y a des régimes chauds dans la masse, les régimes déficients s'alignent sur les autres et tout se passe comme si chaque régime accepteur se « nourrissait » d'énergie « à sa faim », sans plus. C'est une véritable automatisation qui s'organise dans la masse. Cependant, le mûrisseur intéressé ne peut que subir cette automatisation au risque de ne pouvoir respecter ses obligations commerciales.

Convection forcée. — Parallèlement, de non moins nombreuses observations, interprétations et vérifications préliminaires nous ont conduit à conclure que lorsqu'on fait intervenir la mécanique pour obtenir dans les mêmes conditions les échanges thermiques par mélange en convection forcée, en opérant à une condition thermique fixe, on ne peut obtenir l'homogénéisation du lot qu'exceptionnellement, car tout s'y passe comme si aucune autorégulation ne pouvait s'organiser.

Ce n'est que lorsque les régimes sont initialement à peu près homogènes qu'on peut parachever leur homogénéisation à une condition de convection fixe et adéquate.

Dans les cas de disparité courante, la majorité des régimes se rebellent contre le forçage et souvent il est trop tard pour les niveler en revenant à l'ambiance immobile; le lot est alors sacrifié et ne peut plus être débité que par tranches échelonnées, ce qui constitue une grave sujétion tant biologique que commerciale.

Devant ces constatations nous avons préconisé les techniques à traitements alternés, exposées dans notre Note précédente [1], ou un traitement combiné d'immobilité et de pulsion exposé ci-après, ce dernier dans l'espoir d'obtenir, non seulement la bonne qualité apparente d'homogénéité, mais en sus la bonne qualité réelle de saveur et de parfum.

Techniques combinées en ambiance immobile et par atmosphères brassées. — Nous avons fait suivre à notre lot, pris en charge dans un état figuré par le point A, l'itinéraire ABCDEFGHIJKLM*b'* 496, en fixant plus particulièrement notre attention sur la température, c'est-à-dire en réservant pour un examen ultérieur tous autres traitements parallèles.

Sur les parcours AB, EF, IJ, nous nous sommes efforcé de respecter la vitesse de réchauffement dictée par la règle de la perpendiculaire à l'isobolique (²) de chacun des points A, E, I, mis à leur place d'études. Selon CD, GH, KL, nous avons rafraîchi suivant la règle de l'isobolique. Enfin, selon BC, DE, FG, HI, JK, LM, nous avons arrêté tout brassage et surveillé l'itinéraire suivi par le fruit en l'aidant à peine et sans forcer. Nous avons atteint en M une homogénéité remarquable et en *b'* 496 une très bonne qualité, supérieure à celle obtenue en *b'* 466 de notre précédente Note (¹) et à celle obtenue en *b'* 490 où nous avons vu que l'homogénéité était pratiquement absente.

Il apparaît de tout cela que la discontinuité des traitements et l'insertion de pauses pendant lesquelles on revient à l'ambiance immobile, tout en autorisant une « tenue en laisse » de la banane, permettent à celle-ci d'atteindre des qualités bien meilleures et constituent, par conséquent, un véritable traitement. D'après nos observations préliminaires, il semblerait même que ce qui est vrai pour le traitement thermique seul l'est aussi pour tous les autres traitements (humidité, composition de l'atmosphère, etc.) qu'on peut être amené à administrer au fruit.

Faut-il déduire que le cytoplasme se maintient ainsi dans un meilleur état de viscosité ?

Il n'est pas douteux que ce genre de traitement doit maintenir le cytoplasme dans un état de viscosité optimum permettant au métabolisme de s'accomplir avec un plus grand rendement et il semble souhaitable de l'appliquer à toute la survie du fruit.

(*) Séance du 7 octobre 1957.
(¹) *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 1024.
(²) *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 2761.

HÉMATOLOGIE. — *Résistance à l'immunisation anti-*R*h chez les Multipares.*

Note de M. **Samuel Lewi**, présentée par M. Léon Binet.

L'étude de 100 familles de multipares R*h* négatives non immunisées montre que, contrairement aux prévisions, la fréquence de l'iso-immunisation fœto-maternelle ne s'accroît pas nécessairement en fonction du nombre de gestations hétérologues.

Le mécanisme de l'iso-immunisation fœto-maternelle anti-R*h* demeure en grande partie inconnu. Dans des circonstances au prime abord identiques,

l'apparition ou l'absence de l'immunisation semble défier tout déterminisme : telle mère R*h* négative s'immunise dès la deuxième, voire dès la première grossesse, telle autre à l'occasion d'une grossesse d'un rang plus avancé, telle autre, enfin, bien que grande multipare, reste totalement réfractaire au processus d'immunisation.

Pour essayer d'éclaircir ce problème, nous avons étudié la répartition du facteur R*h* dans de nombreuses familles où la mère R*h* négative a échappé à l'immunisation après des grossesses multiples. La présente Note porte sur 100 familles recrutées au hasard dans plusieurs Maternités et Centres de Protection Maternelle et Infantile de la région parisienne, sélectionnées selon les critères suivants :

1° Mères R*h*(D) négatives, soumises à des examens sérologiques répétés au cours des gestations successives et n'ayant jamais développé d'anticorps anti-R*h*, même à l'état de traces;

2° Familles comportant cinq enfants ou plus, sans aucune filiation illégitime démontrable par une anomalie des groupes ABO et des différents facteurs du système R*h*;

3° Groupe sanguin du père et, par conséquent, aussi de tous les enfants compatible avec celui de la mère dans le système ABO.

D'après le nombre d'enfants, ces familles se répartissent comme suit : 5 enfants-37 familles; 6 enfants-21 familles; 7 enfants-15 familles; 8 enfants-12 familles; 9 enfants ou plus-15 familles.

Le groupe sanguin et les caractères D, D^u, C, *c* et E (occasionnellement *e*) du système R*h* de tous les parents et de 411 enfants ont été recherchés. La confrontation des résultats a permis d'établir avec certitude le génotype exact des pères, notamment en ce qui concerne leur homo- ou hétérozygotie pour le facteur D, même chez les porteurs de gènes relativement rares tels que *c*D*e*, C*de* ou *cd*E.

Les résultats fournis par une série de 100 cas, composée d'une population ethniquement très hétérogène, ne se prêtent guère à une étude statistique véritable. Du moins, peut-on les comparer utilement à ceux fournis par l'étude simultanée de 253 familles de mères R*h* négatives primipares non immunisées, compatibles avec leur mari dans le système ABO et recrutées dans les mêmes Maternités. Dans cette population, elle aussi très hétérogène, nous trouvons 33 pères R*h* négatifs, et 220 R*h* positifs, soit une proportion de 13,4 % de R*h* négatifs. Le génotype exact des pères n'a pu être établi ici dans chaque cas avec certitude. Toutefois, par la détermination des différents facteurs du système R*h* et après correction tenant compte des gènes rares, nous avons précisé que parmi les 220 pères R*h* positifs il y a eu 137 hétérozygotes pour le facteur D(D/*d*) et 83 homozygotes (D/D), soit un rapport (D/*d*)/(D/D) de 1,65.

Parmi les 100 familles nombreuses qui font l'objet de la présente étude, nous en avons dénombré 26 où les deux procréateurs et tous les enfants étaient R*h* négatifs. Cette proportion est très forte par rapport à la fréquence des individus R*h* négatifs. Le grand excès de sujets R*h* négatifs parmi les époux de multipares R*h* négatives non immunisées est aisément explicable et conforme

aux prévisions théoriques : l'immunisation anti-R*h* fœto-maternelle ne peut en effet, se produire dans de telles familles quel que soit le nombre de grossesses.

Répartition du facteur R*h* *dans les familles de mères primipares et multipares* R*h* *négatives non immunisées, recrutées dans les mêmes Maternités.*

	Primipares R*h* —.		Multipares R*h* — (5 enfants ou plus).	
	Nombre.	%.	Nombre.	%.
Époux R*h* —	33	13,4	26	26
Époux R*h* + D/*d*	137	53,8	36	36
Époux R*h* + D/D	83	32,8	38	38
TOTAL	253	100,0	100	100

Ceci implique que les femmes R*h* négatives dont les époux sont R*h* positifs paient un lourd tribut à l'immunisation anti-R*h* lorsqu'elles arrivent à une gestation d'un rang très avancé. D'après nos données on peut évaluer la fréquence de l'immunisation en pareil cas à 50 % environ, proportion considérable si on la compare au taux global de l'immunisation dans l'ensemble des gestantes R*h* négatives qui est de l'ordre de 5 %.

La conception classique selon laquelle l'immunisation anti-R*h* a d'autant plus de chances de se produire que les stimulations antigéniques, en l'occurrence les grossesses hétérologues, ont été plus nombreuses, reçoit donc ici, s'il en était besoin, une confirmation éclatante. Il est, dès lors, logique d'imaginer que, à nombre de grossesses égal, les multipares R*h* négatives dont le conjoint est R*h* positif homozygote pour le facteur D, c'est-à-dire dont tous les enfants sont obligatoirement R*h* positifs, ont bien plus de chances de s'immuniser que celles qui, en raison de l'hétérozygotie du conjoint ont eu, dans l'ensemble, un nombre beaucoup moins grand de grossesses hétérologues. En d'autres termes, dans les 74 familles étudiées ici où l'immunisation anti-R*h* n'est point apparue à l'issue de grossesses multiples malgré l'incompatibilité R*h* entre époux, le rapport (nombre de maris D/*d*)/(nombre de maris D/D) devrait être très supérieur à 1,65 qui est celui des sujets R*h* positifs non sélectionnés dans la même population. Nos résultats ne confirment pas du tout cette prévision théorique. Loin de trouver une prédominance massive d'époux hétérozygotes, nous comptons, bien au contraire, un léger excès d'époux homozygotes, soit 38 pour 36 hétérozygotes (dont un D^u/d) et un rapport (D/*d*)/(D/D) de 0,95. Statistiquement, cet écart par rapport à la normale est significatif, malgré le petit nombre de cas étudiés jusqu'à présent. Sur le plan biologique ces constatations ne laissent pas de surprendre et ajoutent encore aux difficultés d'interprétation pathogénique de l'immunisation anti-R*h* qui se heurte déjà à tant de faits complexes et inexpliqués. Une conclusion provisoire semble toutefois s'en dégager : l'alternance plus ou

moins régulière de gestations homologues et hétérologues ne met pas nécessairement davantage à l'abri de l'immunisation anti-R*h* qu'une succession du même nombre de grossesses, toutes hétérologues.

NUTRITION. — *L'effet de croissance exercé par la vitamine* D *chez le Rat soumis à un régime alimentaire hypocalcique résulte-t-il d'une stimulation de l'appétit?* Note (*) de Mlle **Denise Hugot** et M. **Jean Causeret**, présentée par M. Robert Courrier.

L'accroissement du gain de poids du jeune Rat résultant, pour une rétention de calcium déterminée, de l'introduction de vitamine D dans un régime hypocalcique, est lié à un accroissement de la quantité de nourriture ingérée.

Dans une Note antérieure [1], l'un de nous a montré que, pour une rétention de calcium déterminée, le gain de poids de jeunes rats soumis à un régime alimentaire gravement hypocalcique (taux de calcium inférieur à 0,15 %) est fortement accru par la vitamine D.

Il nous a paru, alors, que cet accroissement pouvait résulter d'une stimulation de l'appétit. En effet, les sujets recevant de la vitamine D consommaient spontanément une quantité de nourriture plus élevée que les autres. Par exemple, après trois semaines, on obtenait les résultats ci-dessous chez deux lots d'animaux recevant des régimes assurant la même rétention calcique :

	Sans vitamine D.	Avec vitamine D.
Rétention calcique (mg/jour)	3,1	3,1
Teneur en Ca du régime correspondant (%)	0,055	0,035
Consommation de nourriture (g secs/jour)	5,7	8,9
Gain de poids (g/jour)	1,7	2,8
Indice de consommation	3,3	3,1

Le parallélisme très net entre la rapidité de la croissance pondérale et la quantité de nourriture ingérée, se traduisant par la quasi-identité des indices de consommation, nous a incités à reprendre l'étude du problème en empêchant les sujets recevant de la vitamine D de consommer plus de nourriture que les sujets privés de ce facteur.

Nous avons donc constitué quatre lots homogènes de 22 ou 23 jeunes rats blancs du sexe mâle, pesant de 60 à 80 g. Ces quatre lots ont reçu, pendant trois semaines, des régimes alimentaires de composition identique à ceux utilisés dans les expériences antérieures, ces régimes ne différant les uns des autres que par leurs teneurs en calcium (fourni sous forme de carbonate) et en vitamine D :

Régime I : 0,05 % de calcium, pas de vitamine D.

Régime II : 0,05 % de calcium, 300 U. I. de vitamine D par 100 g.

Régime III : 0,10 % de calcium, pas de vitamine D.

Régime IV : 0,10 % de calcium, 300 U. I. de vitamine D par 100 g.

Ces régimes ont été distribués en quantités limitées et égales pour tous les animaux, sous forme de bouillies, dans des mangeoires spéciales ne permettant pas le gaspillage. Il a donc été possible, par pesées quotidiennes des mangeoires, de s'assurer que tous les sujets ingéraient effectivement les mêmes quantités de nourriture.

La rétention calcique — calculée par différence entre les quantités de calcium ingérées et les quantités éliminées par la voie intestinale — et le gain de poids, étaient les suivants à la fin de la troisième semaine :

	Consommation de nourriture (g secs/jour).	Rétention calcique (mg/jour).	Gain de poids (g/jour).
Lot I, sans vitamine D........	8,5	3,51	0,85 ± 0,07
» II, avec »	8,5	3,69	0,85 ± 0,07
» III, sans »	8,5	7,69	1,02 ± 0,07
» IV, avec »	8,5	7,83	1,00 ± 0,09

La vitamine D n'a donc exercé cette fois aucune influence sur le développement pondéral. Cette « contre-épreuve » confirme que l'effet de croissance de la vitamine D observé antérieurement est bien lié à une stimulation de l'appétit.

Nous ne prétendons pas cependant que cette stimulation constitue un effet primaire de la vitamine; il se peut qu'elle soit elle-même la conséquence d'un effet proprement métabolique.

(*) Séance du 23 septembre 1957.

(1) *Comptes rendus*, **238**, 1954, p. 160.

(Laboratoire de Physiologie de la Nutrition de l'I. N. R.A., Paris.)

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Aptitude naturelle au développement parthénogénétique partiel chez le Lombricien* Eisenia fœtida. Note de M. **Francis André**, présentée par M. Maurice Caullery.

Il existe peu de documents concernant l'éventualité du développement parthénogénétique des Lombriciens diploïdes normalement amphigoniques.

Les essais de reproduction uniparentale (reproduction d'individus isolés dès le plus jeune âge, donc non accouplés) ne fournissent jamais de cocons, aux dires de la majorité des auteurs. Néanmoins, par cette méthode, Evans et Guild ont obtenu chez *Lumbricus terrestris*, *Lumbricus rubellus*,

Lumbricus festivus, des cocons, présumés non fécondés, qui sont tous restés stériles. Avec *Lumbricus castaneus*, ils ont obtenu trois cocons (sur 1704) qui ont donné des jeunes normaux. Outre le faible nombre de cas positifs, ce dernier résultat est critiquable, les possibilités d'autofécondation n'étant pas exclues.

Matériel et méthode. — Nous avons entrepris l'étude de la parthénogenèse naturelle chez *Eisenia fœtida* Sav. connu pour son état diploïde constant (2 N = 22) et son mode de reproduction amphigonique.

Pour réaliser les conditions d'un développement parthénogénétique, nous avons assemblé deux par deux, afin que l'accouplement nécessaire à la ponte du cocon se produise, des animaux dont l'appareil génital mâle a été castré dès le plus jeune âge. La partie femelle de l'appareil génital reste seule fonctionnelle et les œufs pondus dans les cocons ne doivent pas, en principe, être fécondés.

La castration s'effectue selon une technique pratiquée par M. Avel. Il s'agit d'enlever les segments contenant les spermathèques et les testicules (segments 9, 10, 11) puis de greffer le tronçon antérieur (8 premiers segments) sur le tronçon postérieur aux segments enlèvés. Lorsque l'expérience réussit, le tégument, le tube digestif, la chaîne nerveuse se ressoudent parfaitement et l'animal, raccourci de 3 segments, reprend au bout d'une dizaine de jours un comportement normal. L'appareil génital enlevé ne régénère jamais (Avel).

Dans ces conditions, nous avons opéré 12 couples, dont 6 sont arrivés à maturité génitale et ont pondu un certain nombre de cocons dans les quatre mois qui ont suivi leur opération.

Résultats. — Le tableau ci-dessous indique l'importance numérique des pontes par couples castrés.

Couple I	28	Couple IV	19
» II	28	» V	12
» III	18	» VI	1 (évasion)

Ces 106 cocons, conservés sur de l'ouate humide dans des boîtes de Pétri à 22°, *sont tous restés stériles.* Dans des conditions identiques, des cocons témoins éclosent en trois semaines.

Les très jeunes cocons expérimentaux, observés par transparence au microscope stéréoscopique, contiennent des œufs. La stérilité des cocons est donc imputable à l'absence de fécondation.

Des cocons, présumés non fécondés, provenant de couples dont la stérilité des cocons a été bien établie, ont été ouverts et leur contenu fixé, monté et coloré. Ainsi, nous avons observé, dans les cocons fixés à des âges variés, plusieurs stades de développement d'*apparence normale* qui sont en fait parthénogénétiques. Parmi ces germes, se trouvent des œufs

émettant leur 2e globule polaire et ne contenant pas de spermatozoïdes dans leur cytoplasme. Les œufs témoins, normalement fécondés, renferment toujours, à ce stade, un ou plusieurs spermatozoïdes. D'autres embryons, provenant de cocons plus âgés, ont atteint le stade II ou encore le stade de blastule.

Les préparations permettent quelquefois de compter les chromosomes des noyaux en voie de mitose. Si certains germes sont haploïdes, d'autres sont devenus diploïdes probablement par un processus de régulation chromosomique. Il est remarquable de constater que, malgré cette possibilité de régulation, tous les embryons, même les diploïdes, ne sont pas viables. Ils meurent 48 h environ après le début du développement, sans jamais dépasser le stade de blastule.

La possibilité d'un développement parthénogénétique partiel dans les conditions naturelles paraît donc démontrée chez *Eisenia fœtida* Sav. Les cocons non fécondés contenant autant de germes en voie de développement que les cocons normaux, il semble que l'aptitude de ces œufs à la parthénogenèse soit tout à fait générale.

BIOMÉTRIE HUMAINE. — *Étude des relations entre les circonférences des différents segments du corps et certains caractères somatiques uni- ou tridimensionnels.* Note de MM. **Henri Pineau** et **Pierre Vassal**, présentée par M. Robert Courrier.

Les diverses circonférences du corps humain donnent entre elles ainsi qu'avec le poids des corrélations extrêmement élevées, un peu plus faibles cependant pour les segments osseux que pour les périmètres intéressant surtout des parties molles. La décomposition en facteurs fait apparaître un seul facteur général. Ce faisant, les circonférences se classent nettement du côté des caractères tridimensionnels.

Dans une étude biométrique de l'extrémité céphalique [1] nous avons signalé que les périmètres du cou et de la tête donnaient avec le poids des corrélations très élevées, nettement plus fortes qu'avec les mesures linéaires telles que la taille et la longueur du membre supérieur.

Nous présentons ici une étude systématique des intercorrélations des principaux périmètres du corps entre eux ainsi qu'avec le poids, la taille et la longueur du membre supérieur. Nous avons considéré :

— les périmètres de la tête et du cou, l'un osseux, recouvrant une masse viscérale, l'autre musculaire entourant un axe squelettique;

— les périmètres du tronc : le périmètre scapulaire, qui inclut la racine des bras, le périmètre du thorax au repos, le périmètre de l'abdomen à l'expiration, le périmètre pelvien;

— les périmètres des membres : circonférences maxima du bras et de

l'avant-bras, de la cuisse et de la jambe, qui intéressent principalement des parties molles, périmètres minimums de l'avant-bras et de la jambe qui délimitent des segments osseux.

Ces mesures ont été prises suivant la technique du Laboratoire d'Anthropologie de l'École pratique des Hautes Études.

Notre série se compose de 266 jeunes adultes français du sexe masculin, d'âge pratiquement constant (âge moyen : 20 ans 10 mois; âges extrêmes : 19 ans 6 mois et 22 ans 6 mois), étudiés au Centre d'Études Scientifiques de l'Homme du Centre National de la Recherche Scientifique.

Tous les périmètres donnent entre eux ainsi qu'avec le poids des corrélations remarquablement élevées, jamais atteintes en anthropométrie pour des mesures de segments topographiquement distincts. Pour 78 corrélations significatives au seuil de $p = 0,1$ à partir de $r = 0,18$, 41 sont comprises entre 0,65 et 0,91 et 17 entre 0,50 et 0,64. Les corrélations les plus élevées sont celles entre le poids et les périmètres, la plus forte intéressant le périmètre pelvien, ce qui laisse présumer un lien quasi fonctionnel entre ce caractère et le poids. Les périmètres osseux (11, 12, 13) donnent des corrélations nettement plus faibles que les périmètres des parties molles.

La décomposition en facteurs fait apparaître *un seul facteur général* pour le poids et les périmètres, que ces derniers soient osseux ou musculaires. On peut donc affecter chacun de ces caractères d'un coefficient tel que la corrélation entre deux périmètres donnés soit le produit des deux coefficients correspondants.

	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.	10.	11.	12.	13.	14.	15.
1. Poids	0,91	,83	,86	,80	,78	,80	,75	,74	,72	,69	,59	,53	,56	,59
2. Pér. pelvien		,74	,86	,71	,69	,76	,68	,66	,65	,63	,52	,45	,46	,49
3. » scapulaire			,74	,73	,90	,75	,65	,77	,73	,55	,49	,46	,36	,37
4. » maximum cuisse				,71	,69	,75	,72	,74	,64	,60	,48	,42	,30	,30
5. » maximum avant-bras					,69	,69	,66	,73	,65	,57	,70	,40	,36	,30
6. » thorax (repos)						,72	,61	,67	,68	,49	,48	,44	,35	,34
7. » abdomen (expiration)							,54	,68	,62	,51	,49	,39	,31	,27
8. » maximum de la jambe								,59	,56	,70	,47	,39	,33	,34
9. » maximum de bras									,62	,46	,52	,36	,17	,20
10. » du cou										,42	,45	,47	,32	,31
11. » minimum de jambe											.56	,36	,37	,38
12. » minimum de l'avant-bras												,22	,32	,23
13. » de la tête													,35	,41
14. Longueur du membre supérieur														,81
15. Stature														

Les dimensions linéaires (taille et longueur du membre supérieur) donnent avec le poids des corrélations assez fortes, avec les périmètres des corrélations très faibles : trois valeurs comprises entre 0,40 et 0,49, seize entre 0,30 et 0,40, quatre entre 0,20 et 0,30. La décomposition en facteurs permet d'obtenir pour les deux caractères linéaires un *facteur général* et un *facteur spécial de linéarité.*

La connaissance du poids d'un sujet permet donc d'obtenir avec une très bonne approximation ses périmètres, ce qui est impossible avec la taille malgré le lien assez étroit qui existe entre le poids et la taille.

En se rapprochant du poids, les périmètres s'opposent nettement à la stature et à la longueur du membre supérieur, c'est-à-dire aux grands axes du squelette. De ce fait, ils se rangent parmi les mesures à tendance tridimensionnelle.

(1) Vassal et Pineau, *Comptes rendus de l'Association des Anatomistes*, 1955.

PHYSIOLOGIE. — *Évolution de l'activité de l'acétylcholine-estérase au niveau des lobes optiques chez l'embryon de Poulet.* Note de Mlle **Annie Bonichon**, présentée par M. Maurice Fontaine.

L'évolution histochimique de l'activité de l'acétylcholine-estérase a été suivie au cours du développement du mésencéphale chez l'embryon de Poulet. Le sort de l'enzyme serait en rapport avec les phénomènes de différenciation nerveuse : l'apparition d'une activité acétylcholine-estérasique précède celle du nucléole dans le neuroblaste et augmente lors de la transformation du neuroblaste en neurone.

L'acétylcholine-estérase intervenant dans les processus de transmission nerveuse, il nous a paru intéressant d'étudier l'apparition et l'évolution de son activité au niveau du mésencéphale chez l'embryon de Poulet, cette question s'intégrant au problème du développement histochimique de ce centre nerveux abordé précédemment (1). L'activité de l'acétylcholine-estérase a été mise en évidence par la méthode de G. B. Koelle (2), modifiée par M. A. Gerebtzoff (3), sur des coupes faites à l'aide du microtome à congélation. Les incubations en présence d'acétylthiocholine et de butyrylthiocholine (en vue d'une détection éventuelle de choline-estérase non spécifique) ont été faites à pH 6,8 et à la température de 37° C, la durée variant de 30 mn à 18 h suivant le degré d'activité du tissu. Afin d'identifier les différentes strates cellulaires nous avons effectué des surcolorations à la thionine phéniquée de Nicolle. La confrontation de l'intensité de la réaction et des temps d'incubation nous permettent une estimation assez grossière, mais qui demeure valable, de l'activité de l'enzyme. Le détail de nos recherches sera publié ultérieurement.

Nos observations ont surtout porté sur les différentes strates du *tectum opticum*, et elles s'échelonnent du quatrième jour d'incubation [stade 24 selon H. L. Hamilton ([4])] au poussin d'un jour.

L'activité acétylcholine-estérasique apparaît très tôt, dès le quatrième jour d'incubation sa présence se manifeste au niveau des cellules les plus externes de la strate unique constituant à ce stade le *tectum*. Cette apparition de l'enzyme précède de peu la différenciation du nucléole dans le neuroblaste ([1]). L'acquisition précoce d'une activité acétylcholine-estérasique par la cellule à peine différenciée est confirmée dans les stades ultérieurs (le neuroblaste offre déjà une activité enzymatique notable dans la couche ventriculaire même, et avant de migrer vers les couches externes apparues).

A partir des stades 33-34, cette activité augmente progressivement jusqu'à l'éclosion; cette augmentation coïncide sensiblement avec l'augmentation du taux d'acide ribonucléique cytoplasmique qui débute au stade 35-36, en même temps qu'apparaissent les premiers corps de Nissl dans la couche moyenne ([1]). L'activité acétylcholine-estérasique se manifeste au niveau des neurones de cette couche moyenne ou « couche des cellules nerveuses optiques » selon A. Van Gehuchten ([5]). Mais elle se répartit également sur un ensemble de strates dans la partie externe du *tectum* ou « couche des fibres rétiniennes » selon l'auteur précédent ([5]). La répartition structurale de l'acétylcholine-estérase suggère que l'enzyme est associé aux régions synaptiques : les zones de plus forte activité acétylcholine-estérasique correspondent aux strates où les arborisations dendritiques sont les plus denses. Nous n'observons aucune activité enzymatique le long des fibres nerveuses du nerf optique qui s'étalent à la surface du *tectum*.

En rapprochant nos résultats de ceux concernant le développement de la vascularisation ([6]), on note que l'activité acétylcholine-estérasique existe déjà au niveau du *tectum*, chez le Poulet, avant l'apparition d'aucune vascularisation. Lorsque celle-ci se développe, les parois des vaisseaux ne montrent qu'une très faible activité choline-estérasique. Ces faits suggéreraient l'existence d'une association primaire de l'enzyme avec le neuroblaste, l'enzyme étant, sans doute, le produit d'élaboration de la cellule nerveuse.

Nous espérons compléter ces premiers résultats d'ordre histochimique par des mesures d'activité enzymatique effectuées *in vitro*, par conséquent reprendre le travail antérieur de D. Nachmansohn ([7]), mais en remontant à des stades du développement embryonnaire plus précoces.

([1]) J. Gayet et A. Bonichon, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2769; A. Bonichon, *Bull. Biol. de France et de Belgique*, 91, 1957 (sous presse).

(2) *J. Pharmacol.*, **103**, 1951, p. 153.
(3) *Ann. Histochimie*, **1**, 1956, p. 166.
(4) Dans *Lillie's Development of the Chick*, 1 vol., New-York, 1952.
(5) *La Cellule*, **8**, 1892, p. 7.
(6) E. H. Craigie, Dans *Biochemistry of the Developing Nervous System*, 1 vol., New-York, 1955.
(7) *Bull. Soc. Chim. Biol.*, **21**, 1939, p. 761.

(Laboratoire d'Anatomie de l'Université de Liège et Laboratoire de Physiologie générale de la Faculté des Sciences de Nancy.)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Extrémité C-terminale du chymotrypsinogène.* Note de Mme **Colette Gabeloteau**, M. **Pierre de Vernejoul**, Mlle **Mireille Rovery** et M. **Pierre Desnuelle**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

L'identification des extrémités terminales du chymotrypsinogène et des différentes chymotrypsines a été pendant ces dernières années l'une de nos principales recherches (1), (2).

Le chymotrypsinogène possède une extrémité N-terminale de demi-cystine; aucune extrémité C-terminale ne peut être décelée sur la protéine native par la caroxypeptidase ou par l'hydrazinolyse (3), (4), (5). Deux hypothèses peuvent être faites à ce sujet :

1° Le zymogène ne possède pas d'extrémité C-terminale;

2° Le résidu C-terminal est masqué.

La conversion du chymotrypsinogène en chymotrypsine α est due à la rupture de quatre liaisons peptidiques. Ces ruptures provoquent l'ablation de deux dipeptides et l'apparition de quatre nouvelles extrémités : l'isoleucine et l'alanine, en position N-terminale, la leucine et la tyrosine en position C-terminale. Comme son précurseur, l'enzyme possède le résidu N-terminal de demi-cystine et ne laisse pas apparaître de résidu C-terminal correspondant. La chymotrypsine α se composerait donc de deux ou trois chaînes peptidiques.

Tout récemment B. Meedom (6) a essayé d'approfondir le problème des extrémités C-terminales du chymotrypsinogène et de la chymotrypsine. Pour faciliter l'attaque de la carboxypeptidase, le zymogène est dénaturé par l'urée ou oxydé. Dans ces conditions l'auteur obtient 0,8 mole de tyrosine, 0,7 mole de leucine, 0,4 mole de valine par molécule de protéine et considère la tyrosine comme l'extrémité C-terminale du chymotrypsinogène.

En outre, la molécule de chymotrypsine α oxydée a été dissociée pour la première fois par Meedom en trois chaînes peptidiques A, B, C. Ces peptides auraient pour extrémités C-terminales : A, la leucine; B, la tyrosine et C, la tyrosine.

D'après des travaux antérieurs [7], le peptide C constitue la séquence C-terminale du chymotrypsinogène; la présence de tyrosine à l'extrémité carboxylique de ce peptide concorderait avec les résultats énoncés plus haut sur le zymogène.

Il était très important, avant d'entreprendre une étude de structure plus approfondie, de confirmer les résultats de Meedom. D'après nos expériences l'action de la carboxypeptidase sur le chymotrypsinogène dénaturé par l'urée et sur la chaîne C de la chymotrypsine α oxydée ne provoque pas de libération notable de tyrosine, mais fait apparaître principalement de la leucine et des quantités plus faibles de valine et d'alanine. Nous trouvons donc que l'extrémité C-terminale du chymotrypsinogène et de la chaîne C de la chymotrypsine α oxydée est la leucine, la séquence C-terminale est (Ala, Val) Leu.

Nos expériences ont toutes été effectuées en présence de diisopropylfluorophosphate, inhibiteur de chymotrypsine. La carboxypeptidase et le chymotrypsinogène peuvent contenir des quantités notables de cet enzyme. La présence de tyrosine C-terminale dans les expériences de Meedom peut être expliquée par une attaque chymotrypsique indésirable [8], [9].

(1) P. Desnuelle, M. Rovery et C. Fabre, *Biochim. Biophys. Acta*, 9, 1952, p. 109.
(2) M. Rovery, M. Poilroux, A. Curnier et P. Desnuelle, *Biochim. Biophys. Acta*, 18, 1955, p. 571.
(3) J. A. Gladner et H. Neurath, *J. Biol. Chem.*, 205, 1953, p. 345.
(4) P. de Vernejoul, Résultats non publiés.
(5) C. I. Niu et H. Fraenkel-Conrat, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 5882.
(6) *Acta Chem. Scand.*, 10, 1956, p. 881.
(7) M. Rovery, M. Poilroux, A. Yoshida et P. Desnuelle, *Biochim. Biophys. Acta*, 23, 1957, p. 608.
(8) P. Desnuelle et M. Rovery, *Colloque sur la structure des protéines*, Paris, juillet 1957 (sous presse).
(9) I. I. Geschwind, C. H. Li et L. Barnafi, *J. Amer. Chem. Soc.*, 79, 1957, p. 620.

(Laboratoire de Chimie biologique, Faculté des Sciences, Marseille.)

IMMUNOLOGIE APPLIQUÉE. — *Modifications de l'activité fonctionnelle du poumon allergique par dépôt de l'allergène au niveau de la peau.* Note (*) de MM. **Pierre Broustet, Raymond Pautrizel, Guy Cabanieu, Henri Bricaud** et **Denis Cottin**, présentée par M. Robert Courrier.

Le dépôt de l'allergène au niveau de la peau entraîne des modifications de l'activité fonctionnelle du poumon allergique. Celles-ci consistent en une augmentation ou plus souvent en une diminution suivant différents facteurs et en particulier la quantité d'allergène ayant franchi la barrière cutanée.

L'allergie pulmonaire a été considérée pendant longtemps comme un état de sensibilisation assez particulier où les éléments responsables se rencontreraient exclusivement au niveau du poumon qui représente, dans ce cas, l'organe de choc.

On disait également que les manifestations allergiques décelées au niveau du poumon ne pouvaient être déclenchées qu'en mettant l'allergène directement en contact avec lui.

Ce moyen a d'ailleurs permis de démontrer les modifications de l'activité fonctionnelle du poumon allergique, l'allergène étant apporté sous forme d'aérosols [Lowel ([1]), Herxheimer ([2]), Tiffeneau, Wolfromm ([3])].

Divers tests de fonction pulmonaire ont été ainsi étudiés parmi lesquels l'étude de l'air courant, de la capacité vitale (C. V.), celle du volume expiratoire maximum par seconde (V.E.M.S.), du débit respiratoire maximum, etc.

On sait maintenant qu'il est possible de détecter la sensibilisation en apportant l'allergène en dehors du poumon, parce qu'en particulier dans l'asthme, les anticorps se rencontrent partout dans l'organisme et peuvent alors être décelés au niveau de la peau. On peut ainsi par applications de l'antigène, provoquer à cet endroit des conflits antigène-anticorps.

Nous avons vérifié chez l'individu présentant des manifestations allergiques pulmonaires, que la réaction locale obtenue se déroule de façon analogue à celle observée chez l'individu présentant comme organe de choc un tissu autre que le poumon (migraines, colites allergiques, dermatites); l'important est d'utiliser une méthode de détection suffisamment sensible ([4]), ([5]).

Cette méthode originale nous a permis d'établir l'importance primordiale des allergènes fongiques, ainsi que celle, secondaire, de divers grands groupes d'agents sensibilisants (polliniques, terpéniques acycliques, etc.). Il nous a semblé capital de rechercher une preuve de la validité de la réaction cutanée; il venait à l'esprit d'étudier la répercussion possible de celle-ci sur l'activité fonctionnelle pulmonaire, en utilisant la voie des humeurs reliant la peau au poumon, aussi bien qu'à n'importe quel autre organe dit de choc.

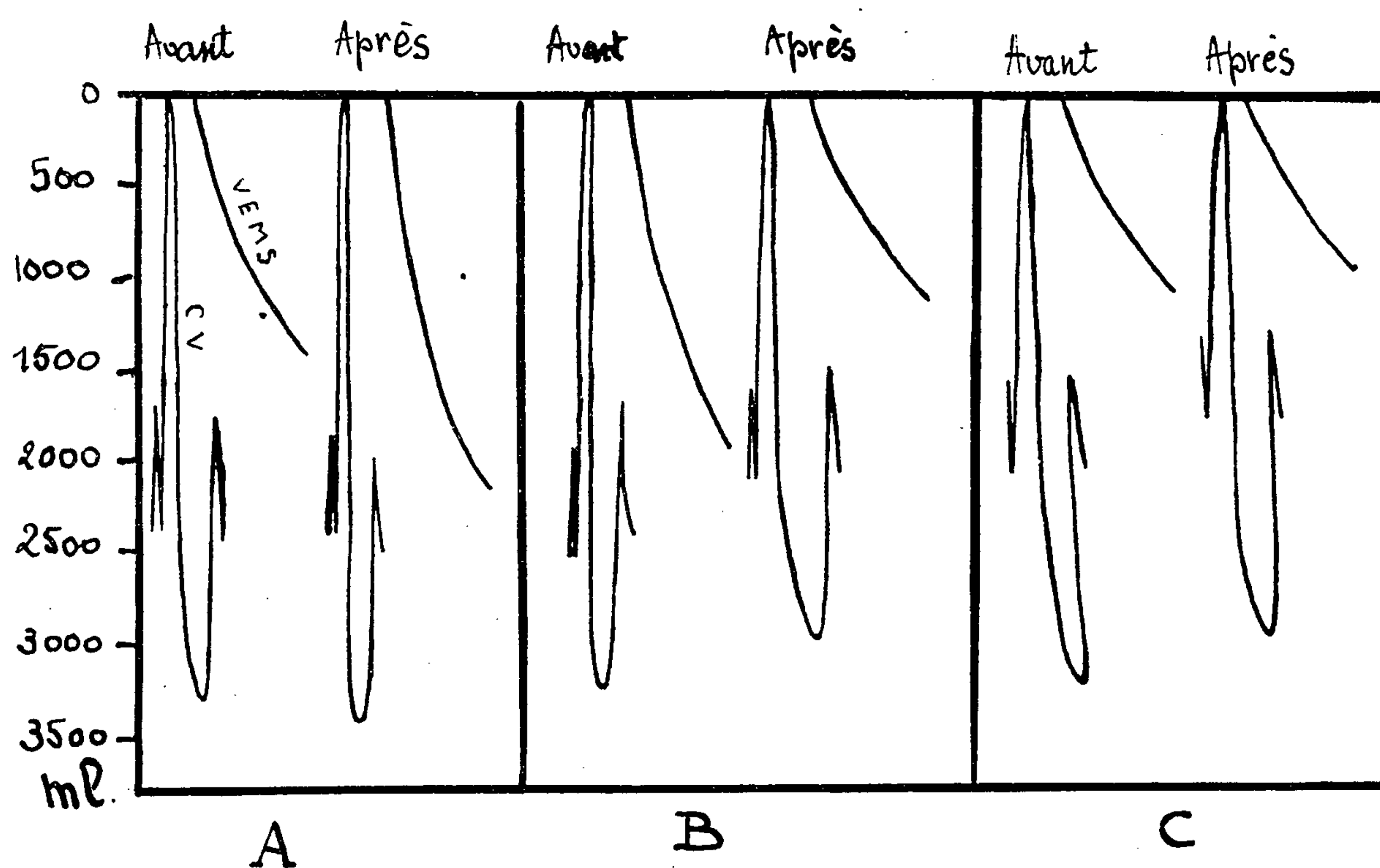
C'est pourquoi nous avons, chez un certain nombre d'individus, soumis au préalable à une exploration allergique cutanée, mené une étude comparative de l'exploration fonctionnelle pulmonaire avant et dans des temps variables après contact cutané avec le ou les allergènes dépistés.

L'étude de la Capacité Vitale et du V.E.M.S., ainsi que du rapport VEMS/CV (Tiffeneau) ([6]) nous a permis de constater ainsi que le malade réagit bien au contact de l'allergène par une modification de son activité fonctionnelle pulmonaire (*fig.* 1).

Nous avons pu préciser les points suivants :

1° Bien que les réactions cutanées puissent être dissociées dans le temps — tests à lecture immédiate, tests à lecture retardée —, la réaction pulmonaire apparaît suivant une modalité identique, quel que soit l'allergène utilisé.

2° Cette réaction consiste le plus souvent en une diminution des épreuves fonctionnelles choisies. Mais on peut assister, dans d'autres cas, au phé-



Modifications de la capacité vitale (CV) et du volume expiratoire maximum par seconde (VEMS) chez un sujet sensibilisé, après application cutanée d'allergènes spécifiques.

A, très faible dose d'allergènes;
B, très faible dose d'allergènes, mais le même apport a été répété quotidiennement les jours précédents;
C, très forte dose d'allergènes.

nomène inverse d'amélioration des fonctions pulmonaires : ceci suivant le degré de sensibilisation du sujet (c'est-à-dire de la quantité d'anticorps imprégnant son organisme), suivant la quantité d'allergène utilisé et d'autres facteurs secondaires.

3° Cette variation débute souvent assez rapidement (au bout de 1 à 2 h, par exemple), mais son maximum n'est atteint, en général, qu'au bout de 4 à 6 h après la mise en train des tests cutanés.

4° Les modalités de réponse sont également soumises à la répétition des tests cutanés : l'allergène introduit, neutralisant pour un temps du moins, une certaine quantité d'anticorps.

Ainsi donc, cette variation de l'activité fonctionnelle pulmonaire apparaît comme une réaction dépendant de l'intensité d'un conflit antigène-anticorps, soumis lui-même aux lois immunologiques.

Elle reflète en effet, la réponse de l'organisme à l'agression immuno-

logique et l'interprétation de la réaction dans un sens ou dans l'autre se trouve liée :

a. au phénomène immunologique, c'est-à-dire à la quantité d'allergène introduite (la rapidité de pénétration de l'antigène intervenant très nettement sur la réponse de l'organisme) et à la quantité d'anticorps circulant dans l'organisme ;

b. au terrain, des applications répétées d'allergènes permettant de constater que la réponse à une même agression est sous la dépendance de plusieurs facteurs et en particulier de l'état neuro-végétatif. La quantité d'anticorps libres ou déjà neutralisés intervient également.

L'agression allergique faible réalise une véritable stimulation des mécanismes de défense de l'organisme (7).

Il apparaît donc que la mesure de l'activité fonctionnelle pulmonaire en fonction de l'absorption lente d'allergènes au niveau de la peau, peut avoir des applications cliniques importantes, tant dans le dépistage des allergies chez les asthmatiques (contrôle et validation des tests cutanés) que dans leur traitement (mise en train et rythme de celui-ci, appréciation et surveillance des résultats).

(*) Séance du 7 octobre 1957.

(1) *J. Allergy*, 19, 1948, p. 100-107.

(2) *Acta allerg.*, 7, 1954, p. 380-396.

(3) In *Acquisations médicales récentes*, Flammarion, Paris, 1957.

(4) Pautrizel, Cabanieu, Bricaud et Broustet, *Pathologie et Biologie-Biolog. Médic.*, 6, 1957, p. 633-658.

(5) Pautrizel, Cabanieu, Bricaud et Broustet, *Sem. Hôp. Paris*, 33, 1957, p. 1394-1403.

(6) *Sem. Hôp. Paris*, 32, 1956, p. 3193-3197.

(7) Pautrizel et Martrenchar, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2070.

A 15 h 45 m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 15 h 55 m.

R. C.

ERRATA.

(*Comptes rendus* du 26 août 1957.)

Note déposée le 19 août 1957 de M. *Charles Camichel*, Sur les tourbillons :

Page 875, 7e ligne en dessous du tableau, *au lieu de* vecteur du tourbillon, *lire* vecteur tourbillon.

N. B. — Les figures 5, 7 et 9 étant mal venues, seront reproduites dans une autre Note.



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 21 OCTOBRE 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

HYDRAULIQUE. — *Étude des pressions supplémentaires engendrées dans une chambre d'équilibre par un débit d'apport non émulsionné.* Note (*) de M. **LÉOPOLD ESCANDE**.

L'expérience vérifie avec un degré d'approximation acceptable les résultats théoriques concernant les pressions supplémentaires.

Dans une Note précédente ([1]), nous avons montré comment l'inertie du jet constitué par le débit d'apport peut créer à la base d'une chambre d'équilibre, une pression supplémentaire dont ne tient pas compte le calcul classique et nous avons donné les formules théoriques permettant de l'évaluer.

Nous avons vérifié expérimentalement les formules ainsi établies en utilisant le dispositif représenté sur les figures 1 et 2.

Un réservoir cylindrique en laiton de diamètre 30 cm et de hauteur intérieure $H_0 = 40$ cm est suspendu à un système de fils reliés à une balance qui permet d'apprécier la résultante des efforts verticaux.

On détermine ainsi la résultante

$$P_0 = \varpi H_0 F + P'_0 \tag{A}$$

transmise à la balance, P'_0 désignant le poids du réservoir vide et d'une portion déterminée des divers auxiliaires de transmission.

Un tube de laiton vertical, de 2 cm de diamètre intérieur, de section $S = 3,14$ cm², de longueur 1 m, d'axe confondu avec celui du réservoir, a son extrémité inférieure à 3 cm au-dessous du bord supérieur de celui-ci ; ce tube est relié, à sa partie supérieure, à une conduite d'eau sous pression par l'intermédiaire d'un robinet vanne permettant de régler le débit.

L'extrémité inférieure du tube demeurant toujours immergée, aucun entraînement d'air n'intervient et l'on se trouve dans les conditions de la théorie, en

prenant pour S_a la section intérieure S du tube, la vitesse V_a étant elle-même égale à la vitesse V_s de l'eau à la sortie du tube.

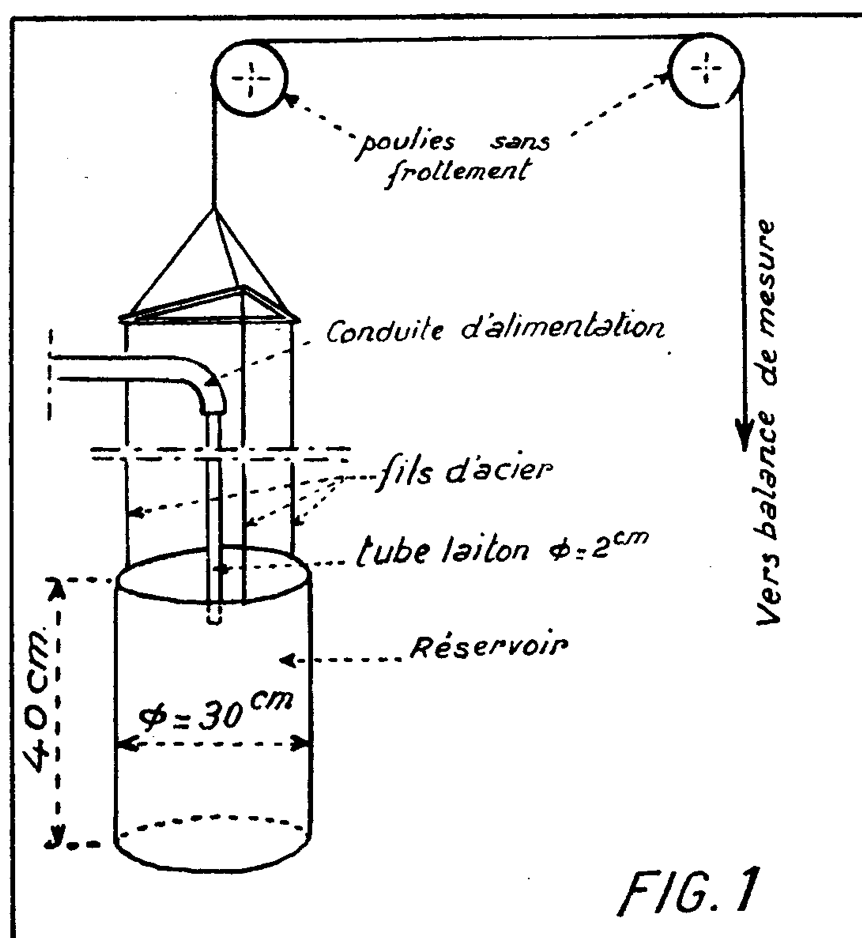
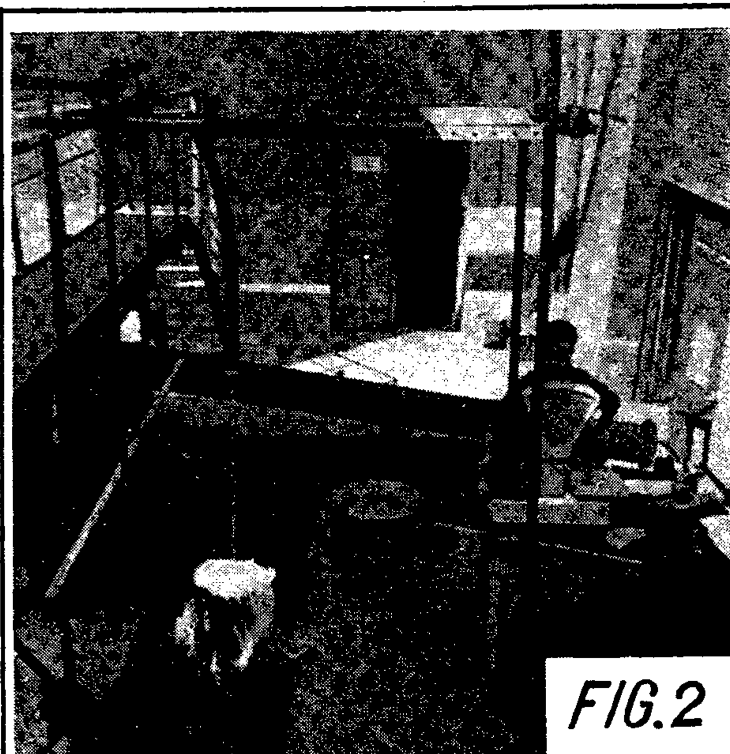
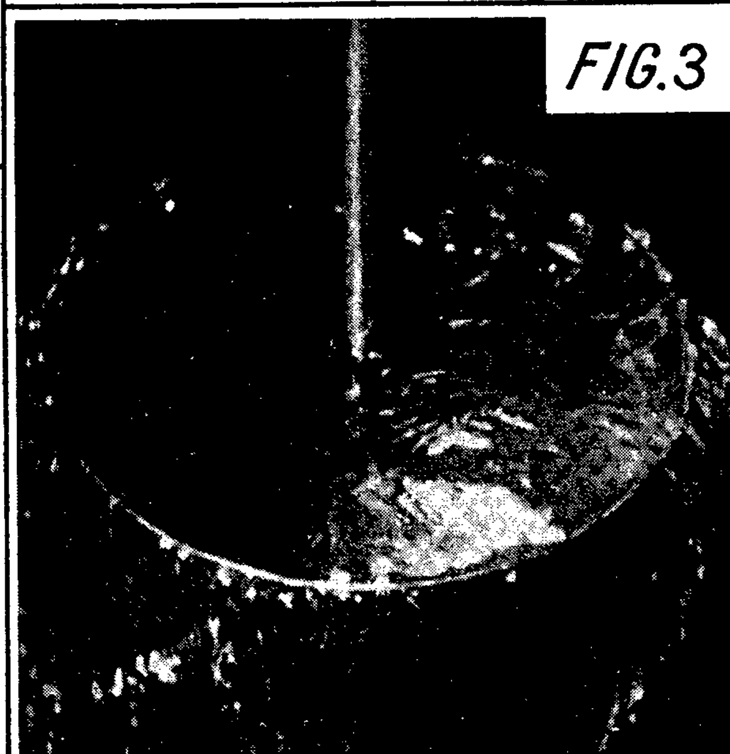


FIG. 1


FIG. 2


FIG. 3

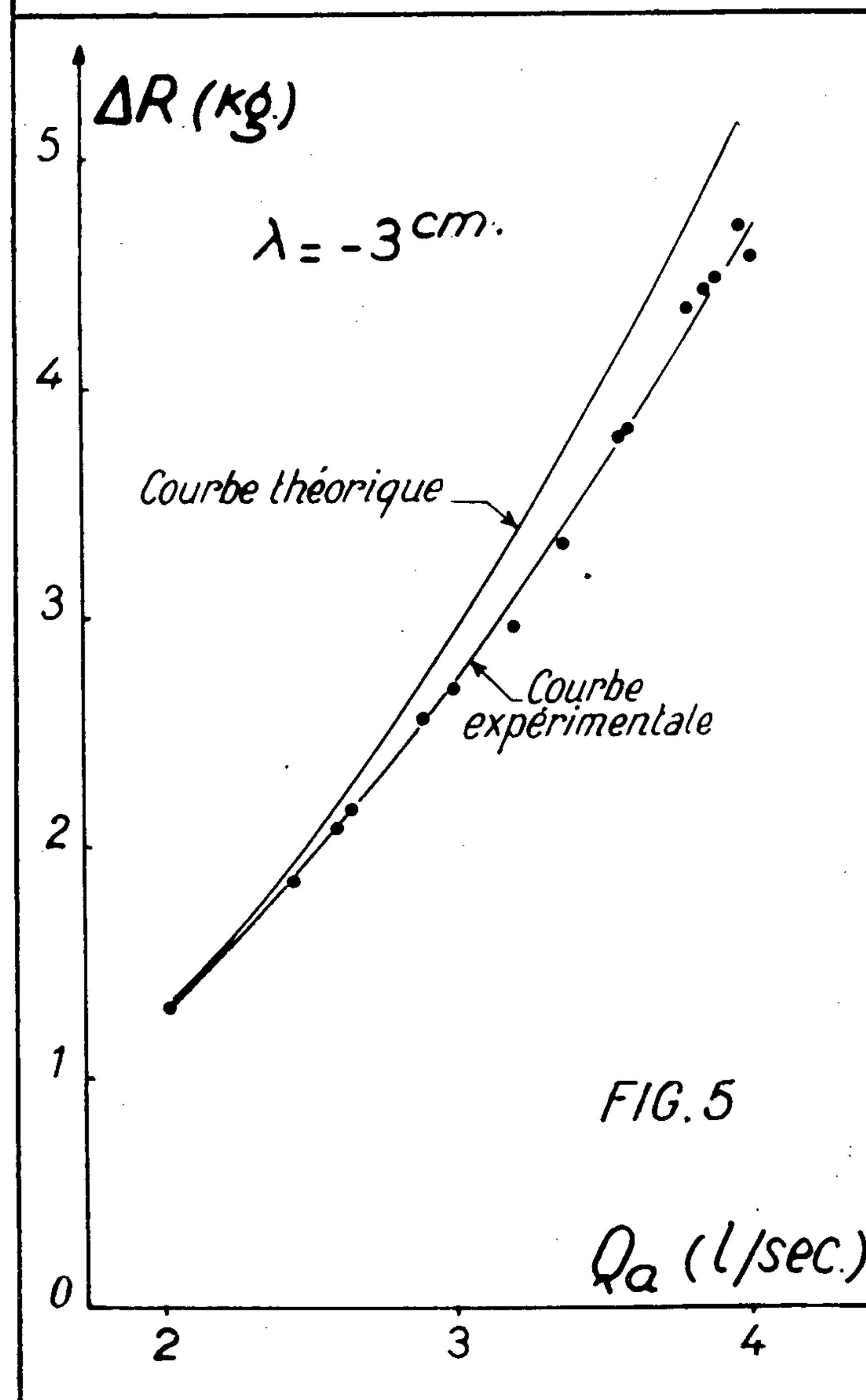
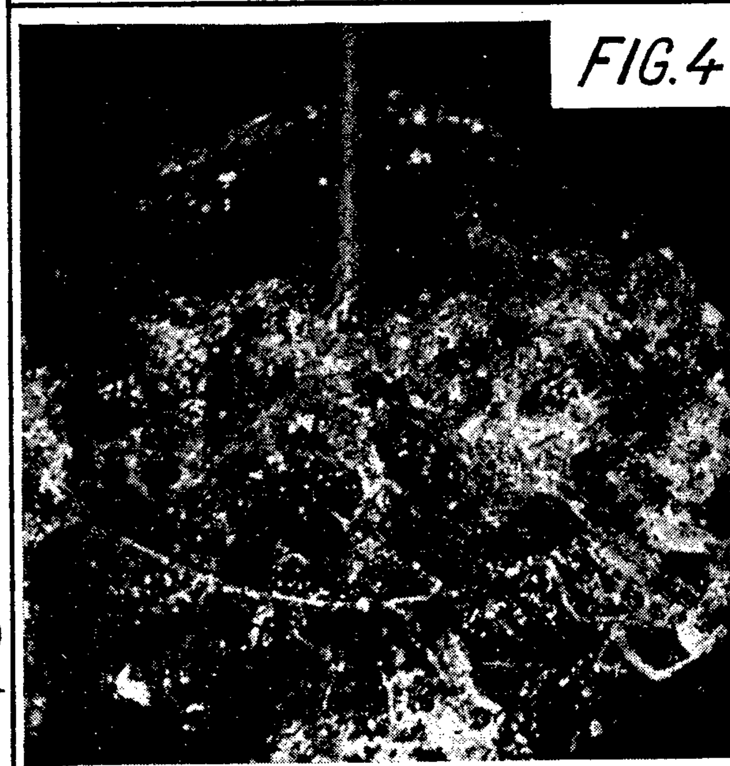


FIG. 5


FIG. 4

L'eau s'échappe du réservoir par déversement : l'écoulement assez régulier aux petites valeurs du débit, devient tourmenté et pulsatoire quand celui-ci augmente.

Les photographies des figures ci-contre, prises au 1/100e de seconde, permettent de s'en rendre compte :

$$Q_a = 1{,}9 \text{ l/s} \quad (\textit{fig.}\ 3),$$
$$Q_a = 4{,}5 \text{ l/s} \quad (\textit{fig.}\ 4).$$

Pour comparer avec la théorie, nous avons assimilé l'écoulement tumultueux à un déversement régulier sous une charge h, calculée à partir d'un coefficient de débit m supposé égal à 0,45 : ceci revient à remplacer la surface libre constamment agitée par un plan d'eau situé à la cote

$$H = H_0 + h$$

au-dessus du fond du réservoir.

La formule théorique (1) de notre première Note s'écrit alors

$$\text{(B)} \qquad R = \varpi F (H_0 + h) + 2 \frac{S_a}{F} \frac{V_a^2}{2g} \varpi F.$$

La théorie ordinaire des chambres d'équilibre ne faisant intervenir que le terme

$$\varpi F (H_0 + h),$$

la majoration due à l'inertie du jet est

$$\text{(C)} \qquad \Delta R = R - \varpi F (H_0 + h) = 2 \frac{S_a}{F} \frac{V_a^2}{2g} \varpi F.$$

Expérimentalement, si P est la résultante des efforts enregistrés par la balance, on a

$$\text{(D)} \qquad P = R + P_0'$$

et, compte tenu de la relation (A) ci-dessus,

$$\text{(E)} \qquad \Delta P = P - P_0 = R - \varpi F H_0,$$

ΔP représentant la surcharge placée sur la balance.

La comparaison des relations (C) et (E) permet d'écrire

$$\Delta P = \varpi F h + \Delta R.$$

Expérimentalement, on mesure Q_a par jaugeage et ΔP à la balance, on calcule h et l'on en déduit

$$\text{(F)} \qquad \Delta R = \Delta P - \varpi F h.$$

Théoriquement, on calcule

$$V_a = V_S = \frac{Q_a}{S_a} = \frac{Q_a}{S}$$

et l'on évalue ΔR par la relation

$$\text{(G)} \qquad \Delta R = \varpi F . 2 \frac{S_a}{F} \frac{V_a^2}{2g}.$$

Les courbes de la figure 5 donnent les valeurs théoriques (G) et expérimentales (F) de ΔR : on observe un écart systématique, croissant avec Q_a, les valeurs expérimentales étant toujours inférieures aux valeurs théoriques.

(*) Séance du 14 octobre 1957.
(1) *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 1193.

ENDOCRINOLOGIE. — *Sur la pénétration de la* D-*thyroxine et de la* 3 : 5 : 3′-*triiodo*-D-*thyronine dans l'hypophyse, et sur la fixation thyroïdienne des iodures sous leur influence*. Note de MM. **Robert Courrier, Jean Roche**, Mme **Odette Michel**, M. **Raymond Michel** et Mme **Andrée Colonge**.

La D-thyroxine, la 3:5:3′-triiodo-D-thyronine s'accumulent dans les lobes hypophysaires à la manière de leurs stéréoisomères naturels; mais ils s'en distinguent en ne s'opposant pas à la fixation thyroïdienne de l'iode.

L'administration au Rat de chacune des quatre iodothyronines qui constituent la sécrétion hormonale de la thyroïde provoque la mise au repos de cette glande et s'oppose à la concentration des iodures dans cet organe.

Comme il est bien établi chez certaines espèces animales que ces iodothyronines s'accumulent dans l'hypophyse, et spécialement dans son lobe postérieur (1), (2), (3), on pouvait songer à établir une relation entre cette localisation particulière et l'inhibition de la sécrétion thyréotrope. L'accumulation est manifeste pour les quatre hormones thyroïdiennes; elle a même lieu avec la 3 : 3′ : 5′-triiodothyronine qui est pourtant dépourvue d'activité métabolique.

Nous apportons ici une nouvelle contribution au problème des relations thyro-hypophysaires en étendant nos travaux antérieurs à l'étude du comportement des isomères de la série D de la thyroxine DT_4 et de la 3 : 5 : 3′-triiodothyronine DT_3; ces isomères ne possèdent que le dixième des activités périphériques des produits naturels correspondants de la série L (4).

1. *Pénétration de* D_4 *et de* DT_3 *dans les lobes hypophysaires et dans divers organes du Lapin.* — Des lapins mâles, de 1,8 à 2,2 kg, ont reçu en injection dans la veine marginale de l'oreille 2 µg de DT_4 ou de DT_3 marqués par 100 µC d'iode 131. Les substances radioactives ont été préparées à partir de la 3 : 5-diiodothyronine dans des conditions identiques à celles décrites antérieurement à propos des produits L (5). Les animaux ont été sacrifiés à la 2e heure de l'expérience et l'on a mesuré au compteur à scintillation (cristal creux) la radioactivité des différents organes et du plasma sanguin. Les résultats obtenus ont été rassemblés dans le tableau I.

TABLEAU I.

Concentration de DT_4 *et de* DT_3 *par l'hypophyse et divers organes du Lapin,* 2 h *après injection de* 2,0 μg *à un animal de* 1,8 *à* 2,2 kg (*valeurs individuelles*).

Organes.	Valeurs individuelles de R = Radioactivité mg organe / Radioactivité mg plasma après injection de						
	DT_4.		DT_3.				$Na^{24}Cl$ (*).
Antéhypophyse	0,1	0,1	2,3	4,7	3,6	4,4	0,40
Posthypophyse	2,2	3,7	19,8	26,6	4,9	16,1	0,43
Hypothalamus	0,0	0,0	0,14	0,1	0,14	0,1	–
Cerveau (région temporale)	0,0	0,0	0,1	0,1	0,1	–	–
Surrénale	0,3	0,25	1,7	1,3	1,3	1,3	0,29

(*) Valeurs moyennes déterminées au cours de travaux antérieurs.

DT_4 et DT_3 pénètrent donc dans le lobe postérieur de l'hypophyse et s'y concentrent, le premier de la même manière que l'isomère naturel, le second en quantité plus importante.

Dans l'antéhypophyse, la concentration de DT_4 est nulle; celle de DT_3 est manifeste. Il en va de même pour les surrénales et les résultats trouvés sont significatifs : l'écart entre les valeurs de R pour DT_3 marqué et pour le sodium 24 avoisine le triple dans les cas les moins favorables. Hypothalamus et cortex temporal fournissent des résultats insignifiants.

2. *Action de* DT_4 *et de* DT_3 *sur la fixation des iodures par le corps thyroïde du Rat.* — On choisit trois lots de sept rats mâles chacun. Les animaux pèsent de 150 à 175 g; ils sont placés à 26° (± 1) et soumis à un régime alimentaire pauvre en iode. Chaque animal reçoit une injection sous-cutanée quotidienne pendant 7 jours : pour le premier lot, il s'agit de 10 μg d'iodure de sodium non marqué (animaux témoins); pour le second, il s'agit de 10 μg de DT_4, et pour le troisième de 10 μg de DT_3. Les deux iodothyronines, non marquées, sont préparées par ioduration en milieu ammoniacal de la 3 : 5-diiodo-D-thyronine au moyen d'une solution iodo-iodurée à N/10. Les animaux reçoivent, en même temps que la septième injection, une dose traceuse d'^{131}I Na (0,05 μC) afin d'étudier le pouvoir fixateur de leur thyroïde. L'autopsie est pratiquée 2 h ou 24 h après l'administration de l'iodure marqué, et l'on mesure la radioactivité de la thyroïde au compteur à scintillation (cristal creux). Les résultats obtenus (moyenne des valeurs individuelles) se trouvent rassemblés dans le tableau II.

Dans les conditions adoptées, l'administration des deux iodothyronines n'a pas exercé d'action sur la fixation thyroïdienne de l'iodure marqué, injecté à la fin du traitement. Si la captation de l'iodure paraît plus forte après l'action de DT_4 et de DT_3, c'est sans doute en raison de l'effet inhi-

biteur dû à l'élévation du taux sanguin des ions I^- chez les sujets qui reçoivent INa.

TABLEAU II.

Fixation de l'iode radioactif par la thyroïde des rats ayant subi les traitements indiqués (INa, DT_4, DT_3) *pendant 7 jours.*

Nature et quantité des produits injectés quotidiennement pendant 7 jours.	Pour 100 de ^{131}I injecté, fixé par le corps thyroïde en	
	2 h.	24 h.
INa (10 µg)	4,6	24,0
DT_4 (10 µg)	7,5	24,7
DT_3 (10 µg)	8,7	23,7

Nos résultats semblent en désaccord avec ceux de E. Moltke (6). Pour cet auteur, DT_4 exerce, comme la L-thyroxine, un effet inhibiteur sur la fixation de l'iode; bien que plus faible, cet effet serait néanmoins significatif. Mais les expériences ne sont pas comparables. Moltke opère sur le Cobaye; les doses administrées et la durée du traitement sont différentes des nôtres. Ses animaux témoins reçoivent une solution de ClNa et non pas d'INa comme dans nos essais; et l'on peut se demander si l'inhibition observée n'est pas due à l'iodémie provoquée par la déshalogénation de DT_4.

Conclusions. — Chez le Lapin, le comportement hypophysaire de la D-thyroxine et de la 3 : 5 : 3′ triiodo-D-thyronine est semblable à celui de leurs stéréoisomères L. La première ne se concentre que dans le lobe postérieur; la seconde se concentre dans les deux lobes, mais plus intensément dans le lobe postérieur. Cependant l'administration au Rat de DT_4 ou de DT_3 n'entraîne pas de diminution dans la fixation des iodures par la thyroïde, contrairement à ce qu'on observe avec les produits naturels. On assiste ainsi à une dissociation entre l'accumulation dans l'hypophyse et l'action de freinage sur la thyroïde pour les produits de la série D. Rappelons que ceux-ci possèdent des activités métaboliques très faibles.

Nous avons déjà signalé (2) que la 3 : 3′ : 5′-triiodothyronine, dont l'activité métabolique est réduite, se concentre dans la neurhypophyse et inhibe la sécrétion de thyréostimuline; les deux iodothyronines de la série D ne participent qu'au premier phénomène.

La signification physiologique d'une telle spécificité reste à préciser. Les substances thyroïdiennes qui s'accumulent dans la posthypophyse contrôlent-elles certaines activités de cet organe ? Des recherches sont en cours, et nous devons rappeler ici les travaux de F. Morel et C. Simon (7) qui ont obtenu des modifications de la concentration de la L-thyroxine sous l'influence de l'état physiologique de la neurhypophyse quant à sa fonction antidiurétique.

(1) R. Courrier, A. Horeau, M. Marois et F. Morel, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 776.
(2) R. Courrier, J. Roche, O. Michel, R. Michel et R. A. Colonge, *Bull. Soc. Chim. biol.*, 38, 1956, p. 1245.
(3) A. Taurog, G. W. Harris, W. Tong et I. L. Chaikoff, *Endocrinol.*, 59, 1956, p. 34.
(4) R. Pitt-Rivers et J. Lerman, *J. Clin. Endocrinol.*, 5, 1948, p. 223.
(5) J. Roche, R. Michel, P. Jouan et W. Wolf, *Bull. Soc. Chim. biol.*, 37, 1955, p. 819.
(6) *Acta Endocrinologica*, 24, 1957, p. 226.
(7) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 817.

ÉLECTROMÉTALLURGIE. — *Sur la préparation du zirconium et de quelques alliages de zirconium par électrolyse ignée.* Note (*) de M. **Jean-Lucien Andrieux** et Mlle **Jeanne Dauphin**.

Les travaux de A. F. Van Arkel (1), J. H. de Boer et J. D. Fast (2) sur la dissociation thermique de l'iodure de zirconium, puis de W. J. Kroll (3), (4) sur la réduction du chlorure de zirconium gazeux par le magnésium liquide ont permis de mettre au point des procédés de fabrication industrielle du zirconium. De nombreux chercheurs ont essayé d'obtenir ce métal par électrolyse de sels fondus et Steinberg, Sibert et Wainer (5), (6), (7) ont électrolysé avec succès le fluozirconate de potassium dissous dans du chlorure de sodium sous atmosphère protectrice d'argon.

Nous nous sommes proposé de faire une étude systématique de la nature et de la composition des bains permettant d'obtenir le zirconium par électrolyse du tétrachlorure $ZrCl_4$ dissous dans des chlorures alcalins ou alcalino-terreux.

Nous avons employé un four Kanthal à l'intérieur duquel un creuset de graphite de 50 mm de diamètre muni d'un couvercle permet l'électrolyse sous atmosphère d'argon. Le creuset sert d'anode. La cathode est constituée par une baguette de molybdène de 5 mm de diamètre, engagée à frottement dur dans une baguette de graphite. Seule la partie plongeant dans le bain est en molybdène de façon à éviter une attaque de ce métal par les gaz provenant de l'électrolyse.

Nous avons effectué plusieurs essais pour déterminer les meilleurs solvants de $ZrCl_4$, et les bains conduisant à l'obtention du zirconium métal. Les chlorures alcalins et alcalino-terreux et des mélanges eutectiques de ces différents chlorures ont été employés (eutectiques : LiCl—KCl, NaCl—KCl, $MgCl_2$—NaCl, $BaCl_2$—NaCl, $BaCl_2$—KCl, $CaCl_2$—LiCl, $CaCl_2$—NaCl, $CaCl_2$—KCl). Seuls les bains contenant du chlorure de calcium et un chlorure alcalin KCl ou NaCl, nous ont permis d'obtenir du zirconium métallique se présentant sous une forme spongieuse, et non en poudre fine noire s'oxydant par l'eau. Nous avons retenu les deux modes opératoires suivants :

1° L'électrolyse d'un bain contenant 160 g d'eutectique NaCl—$CaCl_2$ (68 %

de $CaCl_2$ pour 32 % de NaCl) et 20 g de $ZrCl_4$, à 600° C, avec une intensité de 10 A sous 3,3 V.

2° L'électrolyse d'un bain contenant 160 g d'eutectique KCl—$CaCl_2$ (74 % de $CaCl_2$ pour 26 % de KCl) et 20 g de $ZrCl_4$ à 700° C, avec une intensité de 15 A sous 3,4 V.

On peut obtenir ainsi un métal titrant en moyenne 99 % de zirconium.

Nous nous sommes proposé ensuite de préparer, avec le même dispositif expérimental, des alliages de zirconium par électrolyse de bains contenant des mélanges de chlorure de zirconium, ou de fluozirconate de potassium et d'autres sels halogénés.

Une étude préalable des potentiels de décomposition de plusieurs halogénures métalliques dissous dans NaCl, nous a permis de sélectionner des mélanges salins susceptibles de donner, pendant l'électrolyse, des métaux se déposant à la cathode en même temps que le zirconium. Nous donnons dans le tableau suivant les valeurs mesurées des tensions de décomposition des halogénures que nous avons utilisés.

Sel dissous dans NaCl......	$ZrCl_4$.	ZrF_6K_2.	BeF_3Na.	$MnCl_2$.	UF_4.	AlF_6Na_3.	TiF_6K_2.
Tension de décomposition à 800° C (V)...........	1,80	2,31	2,61	2,17	2,0	1,93	1,86

Alliages zirconium-béryllium. — Nous avons employé des bains contenant un mélange de $ZrCl_4$ ou de ZrF_6K_2 et de BeF_3Na, avec du chlorure de Na ou de K, à 850° C.

Essais nos	Composition du bain (g).		Analyse du produit (%) Zr.	Be.	Examen cristallographique.
1.......	NaCl $ZrCl_4$ BeF_3Na	80 20 20	95,2	4,2	Raies faibles de Zr α + raies fortes d'une phase nouvelle
2.......	KCl $ZrCl_4$ BeF_3Na	80 15 30	93,8	5,4	Raies faibles de Zr α + raies fortes d'une phase nouvelle
3.......	NaCl ZrF_6K_2 BeF_3Na	100 10 30	87,5	12,0	Raies très faibles de Zr α + raies très fortes de la phase nouvelle

Les produits sont rougeâtres pour les faibles teneurs en béryllium (essai 1) et présentent des signes de fusion partielle vers 5 % de Be (essai 2), ce qui confirme la présence de l'eutectique signalé par Hausner et Kalish ([8]). Nous n'avons pas réussi à obtenir des produits dont la tenêur en Be soit supérieure à 12,0 % (essai 3). L'analyse cristallographique révèle une phase qui est probablement $ZrBe_2$.

Alliages zirconium-manganèse. — L'électrolyse à 800°C de mélanges de NaCl, $ZrCl_4$ et $MnCl_2$ en quantités variables conduit à la formation du com-

posé $ZrMn_2$ (9), avec un excès soit de Mn pour les bains riches en $MnCl_2$, soit de Zr pour les bains riches en $ZrCl_4$.

Alliages zirconium-aluminium. — L'électrolyse à 850° C de mélanges NaCl-ZrF_6K_2-AlF_6Na_3 en proportions variables nous a permis d'obtenir différents composés bien cristallisés, signalés par Mc Pherson et Hansen (10). Zr_4Al_3, ZrAl et Zr_2Al_3 ont été séparés et leur structure étudiée.

Essais nos	Composition du bain (g).		Analyse du produit (%) Zr.	Al.	Examen cristallographique.
1.......	NaCl	100	73,7	25,4	Zr_2Al_3 et ZrAl
	ZrF_6K_2	30			
	AlF_6Na_3	30			
2.......	NaCl	100	80,5	19,4	Zr_4Al_3
	ZrF_6K_2	35			
	AlF_6Na_3	20			
3.......	NaCl	100	91,8	7,6	Zr et Zr_3Al
	ZrF_6K_2	35			
	AlF_6Na_3	3,5			

Alliages zirconium-uranium. — Nous avons utilisé des mélanges NaCl-$ZrCl_4$-UF_4 ou NaCl-ZrF_6K_2-UF_4 à 800° C.

Essais nos	Composition du bain (g).		Analyse du produit (%) Zr.	U.	Résultats de l'examen cristallographique.
1.......	NaCl	100	28,4	69,0	Sol. sol. Zrα-Uα
	$ZrCl_4$	5			Sol. sol. Zrβ-Uγ
	UF_4	3,5			Phase intermédiaire γ
2.......	NaCl	100	61,8	26,8	Sol. sol. U α-Zrα
	ZrF_6K_2	15			Sol. sol. Zrβ-Uγ
	UF_4	9			Phase intermédiaire γ

Nous avons obtenu des produits dont la teneur en Zr varie de 18 à 89 %. Ce sont des solutions solides de zirconium et d'uranium dans lesquelles nous avons constaté la présence, mais en faible quantité, de la phase γ(11), (12), stable entre 400 et 600° C, dans les alliages de teneur en Zr allant de 29 à 64 %.

Alliages zirconium-titane. — L'électrolyse à 850° C de mélanges NaCl-ZrF_6K_2-TiF_6K_2 nous a donné des alliages Zr-Ti de composition variable. Ce sont des solutions solides Zrα-Tiα ou des mélanges des solutions solides Zrα-Tiα et Zrβ-Tiβ.

En résumé, nos recherches ont abouti à la préparation du zirconium par électrolyse du tétrachlorure $ZrCl_4$ dissous dans des mélanges : $CaCl_2$ — NaCl ou $CaCl_2$ — KCl, à 600-700° C, sous atmosphère d'argon, et d'alliages de zirconium avec d'autres métaux : Be, Mn, Al, U, Ti, par électrolyse d'halogénures métalliques dissous dans NaCl.

(*) Séance du 14 octobre 1957.

(1) *Z. anorg. Chem.*, **148**, 1925, p. 345.

(2) *Z. anorg. Chem.*, **153**, 1926, p. 1.

(3) W. J. KROLL, A. W. SCHLECHTEN et L. A. YERKES, *Trans. Electrochem. Soc.*, **89**, 1946, p. 263-276.

(4) W. J. KROLL, A. W. SCHLECHTEN, W. R. CARNODY, L. A. YERKES, H. P. HOLMES et H. L. GILBERT, *Trans. Electrochem. Soc.*, **92**, 1947, p. 99-113.

(5) M. A. STEINBERG, M. E. SIBERT et E. WAINER, *American Society for metals*, 1953, p. 37-72.

(6) M. A. STEINBERG, M. E. SIBERT et E. WAINER, *J. Electrochem. Soc.*, **101**, 1954, p. 63.

(7) B. C. RAYNES, E. L. THELLMAN, M. A. STEINBERG et E. WAINER, *J. Electrochem. Soc.*, **102**, 1955, p. 137-144.

(8) H. H. HAUSNER et H. S. KALISH, *J. Metals*, **188**, 1950, p. 59.

(9) H. J. WALLBAUM, *Z. für Kristallographie*, **103**, 1941, p. 391-402.

(10) D. J. MC PHERSON et M. HANSEN, *Trans. of. Amer. Soc. f. met.*, **46**, 1954, p. 354.

(11) ROUGH, *The metallurgy of zirconium*, 1955, p. 477.

(12) A. N. HOLDEN et W. E. SEYMOUR, *J. Metals*, 8, 1956, p. 1312-1316.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Épimérisation de certains cyclohexanols sous l'influence du sodium.* Note (*) de MM. **RAYMOND CORNUBERT** et **WLADIMIR KONDRACHOFF**.

Le mécanisme d'un certain type d'épimérisation est précisé sur différents points.

Au début de 1956, dans une Note à l'Académie (1), nous avons mentionné des faits déjà observés à notre laboratoire : l'inversion à l'air, à froid, sous l'influence du sodium dans l'éther, du méthyl-4*e*-cyclohexanol-1*a* (I) et celle du (cis-diméthyl-3*e*.5*e*)-cyclohexanol-1*a* (II), en précisant que ces phénomènes retenaient notre attention ; habituellement ces transpositions d'alcools « au platine » se réalisent entre 150 et 200° dans d'autres conditions de milieu évidemment.

Toutes les expériences ici décrites ont par suite été faites à froid dans l'éther, l'exothermicité de la réaction pouvant porter le solvant à l'ébullition ; sauf indication contraire 10 g d'alcool (1 mol) ont été utilisés et mis en présence de 10,1 g (5 at.) de sodium en prenant au départ 110 cm^3 de solvant dont la perte est compensée au fur et à mesure de l'évaporation.

Nous rappellerons d'abord nos premiers résultats (2). Il a été noté que l'inversion de (I) et de (II) réussit toujours dans l'oxygène, mais ne s'observe plus dans l'azote, un atome de sodium paraissant suffire; dans l'air le phénomène s'est révélé inconstant. Il a été remarqué encore que l'inversion de (I) se réalise dans l'air jusqu'à l'équilibre (soit 15 % d'isomère au platine) en opérant en présence du mélange fluorénone (F) (1/10e de molécule)-fluorénol (F') (1 mol), mais ne se produit encore pas en atmosphère d'azote ; le mélange correspondant benzophénone (B)-benzhydrol (B') a une action similaire.

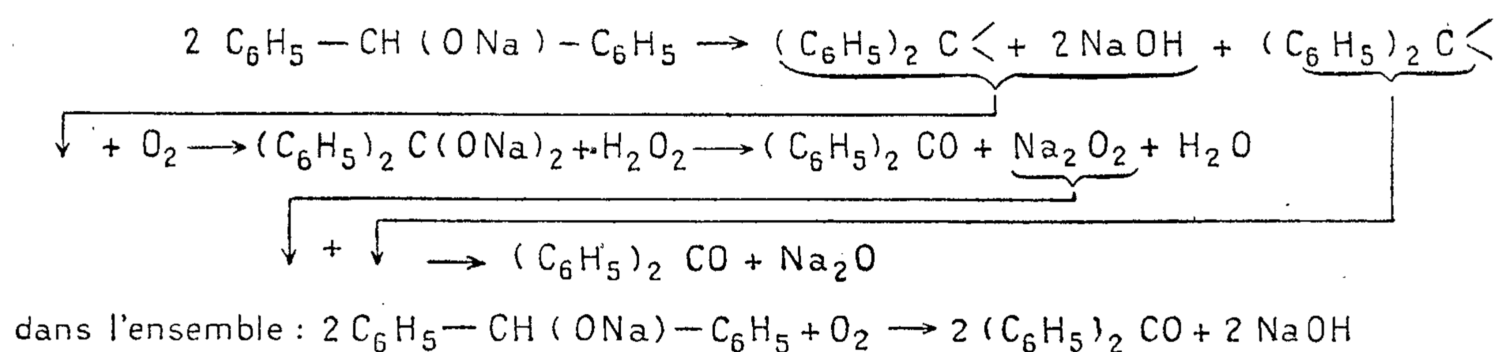
Des essais effectués avec les corps (I) et (II) ont montré qu'on atteint le même résultat en partant de l'alcool au platine pur ou d'un alcool souillé d'une petite quantité d'isomère.

L'étude de l'inversion du méthyl-2*e*-cyclohexanol-1*a* devait nous fournir la clef de la question; elle nous a fait employer le produit à 87-88 % couramment obtenu par hydrogénation au platine de la cétone en milieu acétochlorhydrique, alcool que nous dénommerons *ae*87. Dans l'oxygène la réaction de sodation est imperceptible et aucune trace d'isomérisation n'a pu être observée après 90 h de contact; mais en présence des mélanges FF′ ou BB′, à l'air ou dans l'oxygène, nous avons rencontré l'α-méthylcyclohexanone à côté d'un alcool plus ou moins fortement enrichi en dérivé trans. Ici encore l'épimérisation est impossible en atmosphère d'azote.

Dès lors il fallait conclure que l'α-méthylcyclohexanone surgit au cours de l'épimérisation comme nous avions été conduits à le concevoir (sans preuve expérimentale directe) dans notre première étude concernant l'alcool (I), ([2]).

L'oxygène joue ainsi un rôle fondamental; mais quels sont ceux de la benzophénone ou du benzhydrol? Les faits suivants ont été déterminants.

a. Le benzhydrol et la benzophénone peuvent être employés séparément car il s'agit d'un effet inhérent à la benzophénone en laquelle se transforme le benzhydrol. En effet, en traitant ce dernier par le sodium à l'air dans l'éther, nous n'avons trouvé que la benzophénone, tandis que cette dernière par le même traitement, a développé une coloration bleu foncé ([3]), ([4]) et s'est retrouvée intacte. Le processus de transformation du benzhydrol en benzophénone a été démontré par Bacon ([5]) qui l'a rendu ainsi :



Nous avons noté de notre côté que le benzhydrol est récupéré si l'on opère dans l'azote.

Nos essais définitifs ont accusé les résultats suivants (durée 48 h) :

			Produits finaux.				
Essai.	16,2 g.	Na (at.).	Alcool au Pt (%).	Na inaltéré (at.).	α-méthyl-cyclohexanone (%).	B (%).	B′ (%).
E...	Benzhydrol B′	5	43	2	11,5	–	100
E′...	Benzophénone B	5	27 et 30	2	18	30	70
		3,25	34	0,4	18	22	78

b. Il a été reconnu que 1 mol de benzophénone réagit avec 2 at. de sodium et que la présence de l'éther est indispensable pour cette action ([6]), puis que la benzophénone donne d'abord cette coloration bleu foncé que Schlenck et ses collaborateurs ([4b]) ont considérée comme étant caractéristique d'un dérivé à atome de carbone trivalent $(C_6H_5)_2C—ONa$, substance conduisant ensuite à un dérivé violet rouge $(C_6H_5)_2CNa(ONa)$. Enfin il a été également mis en lumière que l'atome de sodium au carbone de ce dernier corps, présente une réactivité considérablement plus grande que celle de l'atome de sodium à l'oxygène ([7]).

c. Ce qui précède, ainsi que le fait que l'α-méthylcyclohexanol n'est pas sodé par le sodium, aucune trace d'épimérisation n'étant observée même dans l'oxygène alors que le benzophénone et le benzhydrol donnent un résultat positif, prouvent que l'agent sodant est l'atome de sodium au carbone de la benzophénone disodée. D'ailleurs en travaillant avec le triphénylcarbinol, nous n'avons plus observé la moindre épimérisation, et, semble-t-il, la moindre sodation.

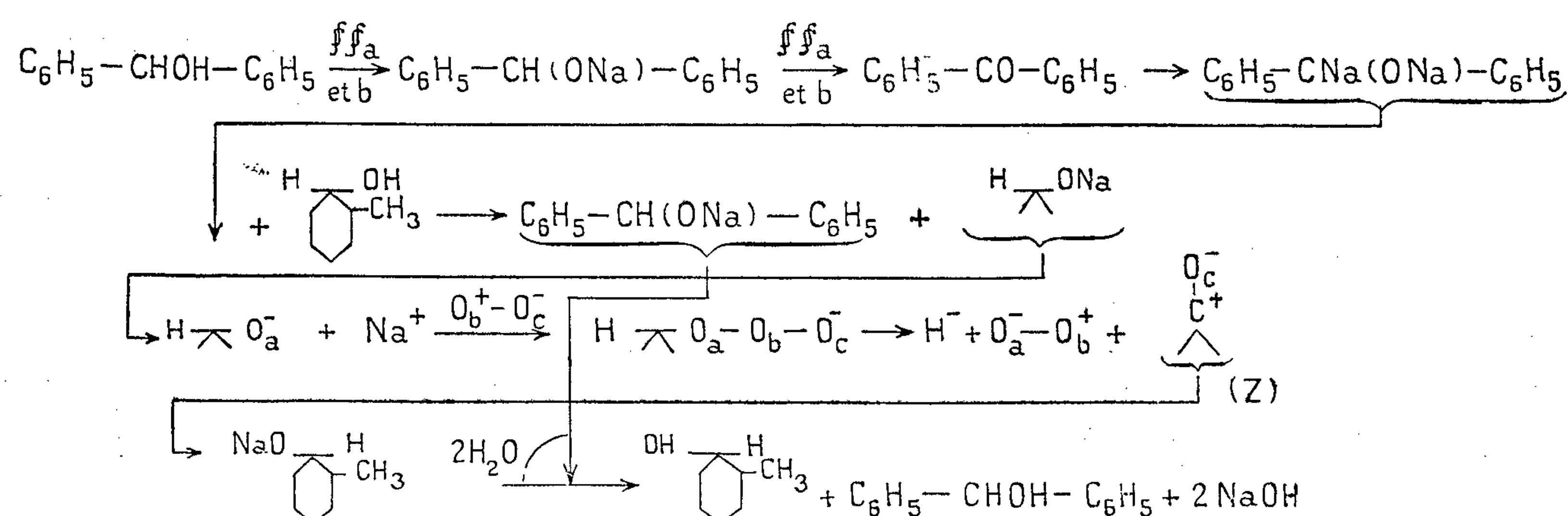
De plus si l'on traite 1 mol de benzhydrol par un seul atome de sodium, puis, après action de ce dernier, par 1 mol d'alcool *ae* 87, il n'y a pas trace d'épimérisation; on n'a pas récupéré de métal et l'on a trouvé 10 % de benzhydrol et 90 % de benzophénone.

d. L'essai E′ nous a conduits à une technique de rendement excellent pour préparer le benzhydrol : il suffit de traiter la benzophénone par le sodium et par le cyclohexanol en présence d'air. Toutefois l'opération ne doit pas durer trop longtemps; au bout de quelques heures le rendement en produit pur est de 80 %, mais si elle se prolonge, on retrouve une quantité importante de benzophénone due évidemment à l'action de l'oxygène de l'air. Ceci permet de comprendre que l'on puisse isoler des mélanges en proportions variables de benzophénone et de benzhydrol pour une technique déterminée. Ceci montre aussi que la sodation de la benzophénone et le transfert de l'atome de sodium fixé au carbone, sont des opérations rapides pendant que l'action de l'oxygène de l'air sur le benzhydrolate est une réaction plus lente.

e. Au cours de l'étude de l'inversion du γ-méthylcyclohexanol au platine (I), nous avions été amenés à envisager le passage par la cétone correspondant à l'alcool en voie d'épimérisation ([2]), cétone fixant Na^+ et H^-; or nous avons pu mettre cette cétone en évidence dans le cas de l'isomère méthylé en α. Tout ce qui précède nous fait adopter actuellement le mécanisme ci-contre qu'il faudrait vérifier avec $^{18}O_2$ au niveau de l'échange suggéré d'atomes d'oxygène, échange sans lequel on ne peut intercaler l'intervention de l'oxygène tout spécialement au cours de l'inversion de (I) ou de (II) se réalisant sans adjuvant (B ou B′).

D'après ce schéma l'α-méthylcyclohexanone (Z) se trouve ainsi à l'air en présence de benzophénone disodée en cours d'intervention, de benzhydrolate de sodium engendré, et de sodium non encore entré en réaction.

Pour tenter de dégager l'incidence de chacune de ces possibilités d'altération



de l'α-méthylcyclohexanone, des expériences ont été réalisées. Elles seront détaillées par ailleurs. Nous en déduisons actuellement ce qui suit :

1° Le benzhydrolate de sodium préparé dans l'azote (Na : 3,25 at.) est traité par la cétone à l'air. Les deux sodations apparaissent comme des phénomènes indépendants; celle concernant la cétone est suivie de la réduction de l'α-méthylcyclohexanone à concurrence de 95 % en le seul alcool au sodium. En effet, l'α-méthylcyclohexanone, traitée par le sodium (5 at.) à l'air, conduit, toujours par réaction secondaire, à un alcool ne renfermant que 1 % d'isomère au platine (Rdt 81 %).

2° Le benzhydrolate de sodium (Na : 3,25 at.) en atmosphère d'azote, ne réagit pas sur la cétone à la façon de l'isopropylate d'aluminium, car on ne trouve pas de benzophénone, mais uniquement le benzhydrol, et la cétone est convertie en un alcool contenant 2 % d'isomère au platine, ceci *a priori* par le même processus que dans l'expérience précédente.

3° La benzophénone disodée (Na : 3,25 at.) préparée en atmosphère d'azote, n'agit pas sur l'α-méthylcyclohexanone à l'air; on retrouve cette dernière sans déceler l'un de ses alcools, mais la benzophénone est souillée de benzhydrol.

En dehors du processus ionique de réduction de la cétone, processus envisagé dans le précédent schéma, on ne peut donc retenir que la possibilité de l'action directe du sodium sur la cétone formée.

f. Ajoutons enfin que la benzophénone disodée (Na : 2 at.), préparée dans l'azote, fixe un atome d'oxygène avec décoloration de la solution bleu foncé, et l'on trouve la benzophénone.

En conclusion nous attirerons l'attention sur le point suivant. Il faut admettre plusieurs types de mécanismes d'inversion d'alcoylcyclohexanols : 1° action du sodium à chaud dans l'azote ou à l'air (réaction classique); 2° action du sodium à froid dans l'air ou dans l'oxygène au sein de l'éther ([2]); 3° même opération en présence d'adjuvants tels que la benzophénone ou le benzhydrol; 4° transformation du type : diméthyl-2*a*.6*e*-cyclohexanol-1 → diméthyl-2*e*.6*e*-cyclohexanol-1*e*. La présente Note concerne donc le troisième cas.

Ces expériences se poursuivent dans différentes directions.

(*) Séance du 7 octobre 1957.

(1) R. CORNUBERT et H. LEMOINE, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 44.

(2) R. CORNUBERT et W. KONDRACHOFF, *Bull. Soc. Chim.* (sous presse). Nancy, séances des 9 mai et 27 juin 1957.

(3) BECKMANN et PAUL, *Lieb. Ann.*, 266, 1891, p. 1.

(4) (*a*) SCHLENCK et THAL, *Ber. d. chem. Ges.*, 46, 1913, p. 284; (*b*) SCHLENCK et coll., *Ber. d. chem. Ges.*, 47, 1914, p. 473.

(5) BACON, *Amer. Chem. J.*, 33, 1905, p. 68.

(6) TINGLE et GORSLINE, *J. Amer. Chem. Soc.*, 30, 1908, p. 1874.

(7) SCHLENCK et WEICKEL, *Ber. d. chem. Ges.*, 44, 1911, p. 1182; WOOSTER, *J. Amer. Chem. Soc.*, 50, 1928, p. 1388.

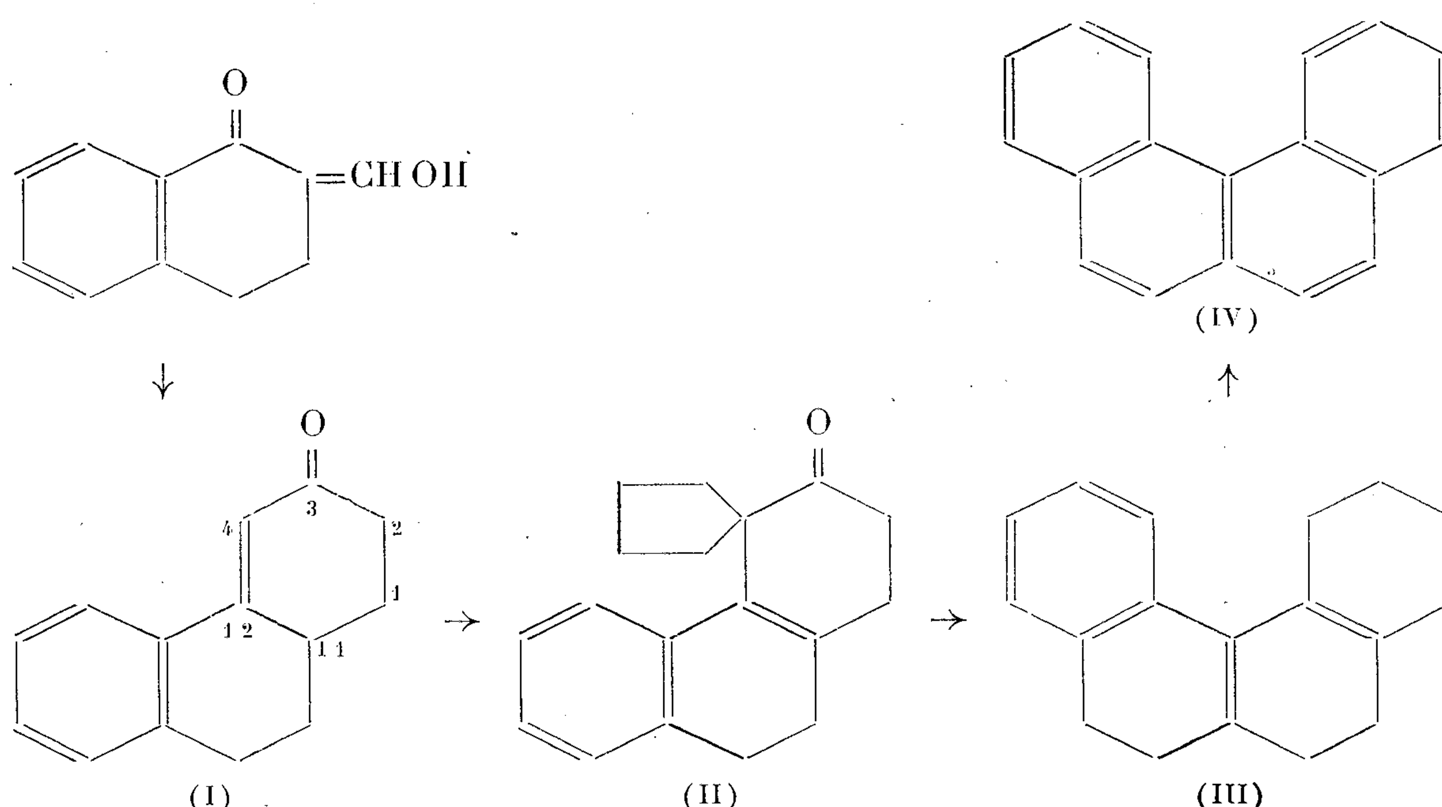
CHIMIE ORGANIQUE. — *Nouvelle synthèse de carbures aromatiques tétracycliques.* Note (*) de MM. **MAX MOUSSERON**, **HENRI CHRISTOL** et **ROBERT SALLÉ**.

Au cours de la dialcoylation de cétones éthyléniques tricycliques par le dibromo-1.4 butane, on observe parfois une migration de la double liaison permettant la fixation d'un cycle spiro en α de la fonction cétonique. Les alcools correspondants, déshydratés et déshydrogénés, conduisent, par transposition, à des carbures aromatiques tétracycliques.

Nous avons précédemment montré que la déshydratation des polyméthylène-2.2 tétralols-1 conduit, par transposition, à des carbures tricycliques (1). Cette étude des transpositions du type rétropinacolique a été étendue à certains alcools tricycliques.

L'hexahydro-1.2.3.4.9.10.11 phénanthrénone-3 (I) a été préparée par condensation de la méthylvinylcétone sur le dérivé hydroxyméthylénique de la tétralone-1 avec un rendement de 75 %. $É_1$ 155-160°, F 103° (alcool); λ_{alc}^{max} 210, 228, 234 et 300 mμ; log ε 4,00, 3,94, 3,83 et 4,295 respectivement. DNP F 186° (benzène) (calculé %, N 14,8; trouvé %, 14,8). Par dialcoylation avec le dibromo-1.4 butane, en présence de tertiobutylate de potassium selon la méthode déjà décrite (2), la cétone (I) conduit à la tétraméthylène-4.4 hexahydro-1.2.3.4.9.10 phénanthrénone-3 (II) avec un rendement de 80 %. F 130-132° (benzène-éther de pétrole) (calculé %, C 85,7; H 7,95; trouvé %, C 85,65; H 7,95); λ_{alc}^{max} 209, 219, (225), 264 et 269 mμ; log ε 4,225, 4,175, (4,03), 4,01 et 4,005 respectivement. DNP F 222-223° (benzène) (calculé %, N 12,95; trouvé %, 12,9). L'identification de la cétone (II) est réalisée, tout d'abord, par l'étude de son spectre d'absorption. On observe en effet un spectre totalement différent de celui de la cétone (I) et ne présentant pas la conjugaison de la double liaison avec la fonction cétonique. Seule apparaît la bande styryle. Il faut donc en conclure que la double liaison a migré en 11-12 au cours de cette réaction. La série de réactions suivante apporte une nouvelle preuve en faveur de la structure de la cétone (II). Après réduction par l'hydrure

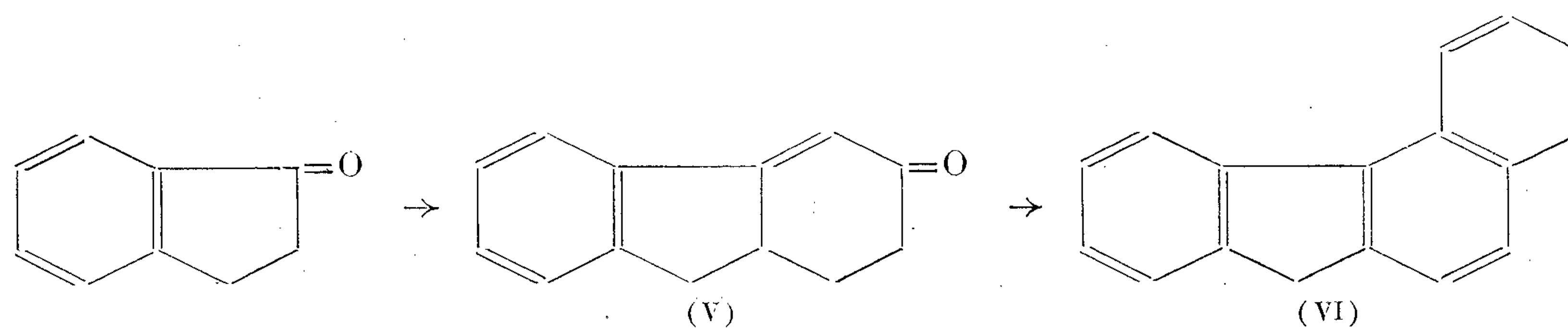
d'aluminium et de lithium, l'alcool correspondant est déshydraté par le bisulfate de potassium et, par transposition, on obtient, avec un rendement de 90 %, le carbure (III) $\lambda_{\text{alc}}^{\text{max}}$ 230 et 272 mμ; log ε 4,50 et 3,92 respectivement. Une déshydrogénation au moyen du palladium sur charbon



conduit quantitativement au benzo-3.4 phénanthrène (IV). F 68° [3] (calculé %, C 94,75; H 5,25; trouvé %, C 94,85; H 5,2); $\lambda_{\text{alc}}^{\text{max}}$ 217, 229, 243, 281, (295), 302, 314, 326, 353 et 371 mμ; log ε 4,73, 4,52, 4,475, 4,74, 4,86, (4,10), 4,045, 4,01, 3,65, 2,55 et 2,30 respectivement. Picrate F 125-126° (alcool) [3] cristallisant en aiguilles rouges.

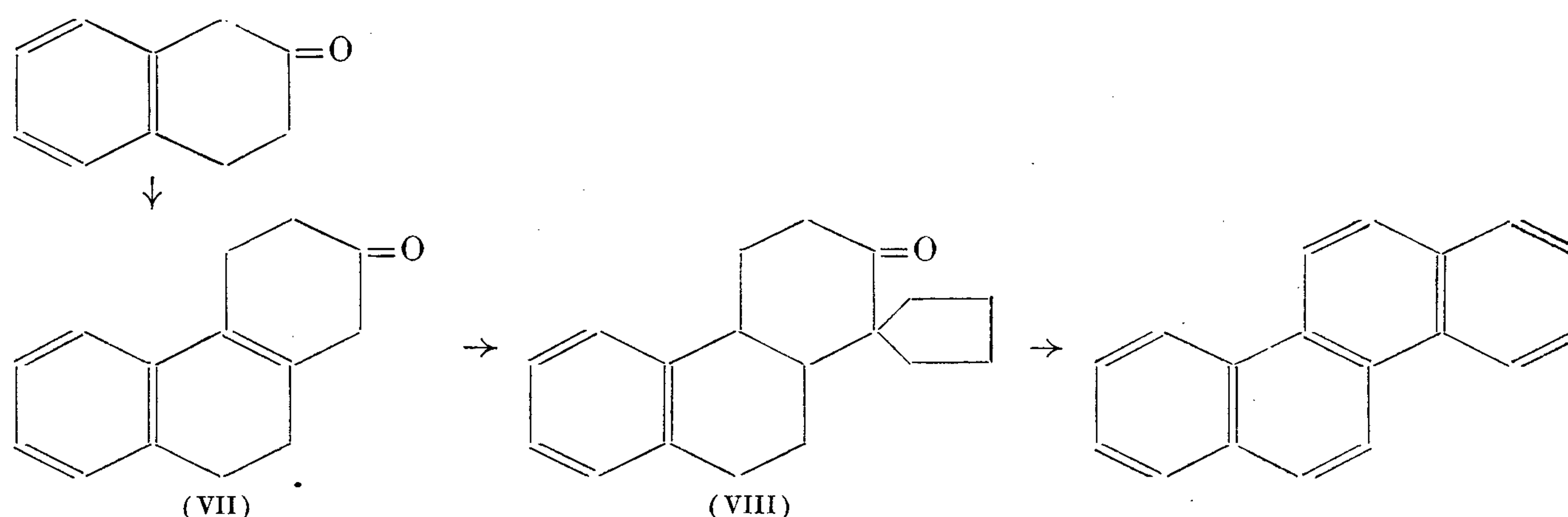
La formation de benzo-3.4 phénanthrène prouve donc que la dialcoylation de la cétone (I) s'opère bien en position 4, sur la double liaison, qui migre tout en restant conjuguée avec le noyau benzénique. Par ailleurs, les excellents rendements obtenus au cours de ces réactions permettent une obtention aisée du benzo-3.4 phénanthrène.

Cette méthode de synthèse a été appliquée à l'indanone-1. Une réaction de Michaël avec la méthylvinylcétone conduit à la cétone (V) déjà obtenue [4] et la même série de réactions permet d'atteindre le benzo-3.4 fluorène (VI) F 124-125° (alcool), picrate F 130° (alcool) [5].



Enfin, sur la tétralone-2, nous avons réalisé une condensation de Michaël avec la méthylvinylcétone. A une solution de 20 g de tétralone-2

dans 100 cm³ d'alcool absolu, on ajoute simultanément à température ambiante une solution de 1 g de potasse dans 50 cm³ d'alcool absolu et une solution de 7 g de méthylvinylcétone dans 50 cm³ d'alcool absolu. On porte 30 mn à reflux, reprend par l'eau et extrait. Par distillation, on isole, avec un rendement de 60 %, un produit (VII) É_1 160° qui cristallise immédiatement, F 67° (éther de pétrole) (calculé %, C 84,85; H 7,05; trouvé %, C 85,0; H 7,05). Le spectre ultraviolet montre qu'on a affaire à une cétone qui n'est pas α-éthylénique, $\lambda_{\text{alc}}^{\text{max}}$ 213, 218, 225, 263 et (268) mμ; log ε 4,285, 4,30, 4,175, 4,05 et (4,04) respectivement. L'analogie étroite de ce spectre avec ceux des cétones (II) et (VIII) montre que le composé (VII) est l'hexahydro-1.2.3.4.9.10 phénanthrénone-2. On connaît de nombreux exemples où la réaction de Michaël conduit à un mélange de deux cétones isomères, mais il est rare de rencontrer un cas où le seul produit obtenu est le composé β-éthylénique. Dans le cas présent, il faut y voir l'influence du noyau aromatique qui confère une stabilité plus grande au composé possédant la double liaison en conjugaison avec ce noyau.



La dialcoylation de la cétone (VII) au moyen du dibromo-1.4 butane s'opère avec un rendement de 80 % et conduit à la tétraméthylène-1.1 hexahydro-1.2.3.4.9.10 phénanthrénone-2, F 98° (alcool) (calculé %, C 85,7; H 7,95; trouvé %, C 85,6; H 8,0); $\lambda_{\text{alc}}^{\text{max}}$ 213, 219, 226, 264 et (268) mμ; log ε 4,24, 4,265, 4,155, 4,105 et (4,10) respectivement. DNP F 189° (benzène-alcool) (calculé %, N 12,95; trouvé % 12,85). Après réduction par l'hydrure d'aluminium et de lithium, déshydratation par le bisulfate de potassium (Rdt 80 %) et déshydrogénation par palladium sur charbon, on obtient le chrysène F 248-250° (benzène) ([6]).

(*) Séance du 14 octobre 1957.

([1]) M. Mousseron, R. Jacquier et H. Christol, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1532.

([2]) M. Mousseron, R. Jacquier et H. Christol, *Comptes rendus*, **239**, 1954, p. 1805; *Bull. Soc. Chim.*, 1957, p. 346.

([3]) J. W. Cook, *J. Chem. Soc.*, 1931, p. 2528.

([4]) E. Bergmann, R. Ikan et H. Weiler-Feilchenfeld, *Bull. Soc. Chim.*, 1957, p. 290.

([5]) J. W. Cook et coll., *J. Chem. Soc.*, 1935, p. 1319.

([6]) E. Buchta et H. Ziener, *Ann. Chem.*, **601**, 1956, p. 155.

M. **Robert Courrier** dépose sur le Bureau l'Ouvrage intitulé : *William Harvey, sa vie et son temps, ses découvertes, sa méthode*, par Louis Chauvois.

CORRESPONDANCE.

L'Académie est informée du **Colloque international de Mammalogie** qui se tiendra au Muséum national d'histoire naturelle du 23 au 26 octobre 1957.

M. **Léon Moret** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section des Membres non résidants, par le décès de M. *Luc Picart*.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Réaumur und die Bienenphysik*, von A. Büdel ;
2° *Journal of experimental medical sciences*. Vol. I, n° 1.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Équations laplaciennes et transformation de Laplace*. Note de M. **Aurel Wintner**, présentée par M. Henri Villat.

Sur la demi-droite ouverte $(0, \infty)$ de la variable positive r, considérons une fonction $f(r)$ possédant des dérivées $Df(r)$, $D^2f(r)$, ... d'ordre quelconque, et supposons qu'on ait

$$(-1)^k D^k f(r) \geqq 0 \qquad (k=0, 1, \ldots; 0<r<\infty). \tag{1}$$

Selon un théorème bien connu de Hausdorff et de Serge Bernstein, cette classe de fonctions f est caractérisée par l'existence de fonctions $\mu=\mu_f$, non décroissantes sur la demi-droite $0 \leqq s < \infty$, telles qu'on peut représenter la fonction $f(r)$ par l'intégrale

$$\int_0^\infty e^{-rs}\, d\mu(s) \qquad (d\mu(s) \geqq 0), \tag{2}$$

intégrale de Laplace-Stieltjes convergente sur la demi-droite ouverte $(0, \infty)$. Nous allons utiliser le fait évident, que la condition (1) est satisfaite pour $f=f_1+f_2$ et pour $f=f_1 f_2$ si elle est satisfaite pour $f=f_1, f_2$ (c'est la composition $\mu=\mu_1 \star \mu_2$ de Volterra-Stieltjes, qui correspond au produit $f=f_1 f_2$).

Posons $r=(x^2+y^2+z^2)^{1/2}$. La solution fondamentale $u(r)=r^{-1}$ de l'équation de Laplace $\Delta u=0$ est une fonction (2), parce qu'on peut choisir $\mu(s)=s$. Si λ

est une constante positive, la solution correspondant à l'équation $\Delta u - \lambda^2 u = 0$ est le produit $u(r) = e^{-\lambda r} r^{-1}$, fonction qui peut s'écrire aussi sous la forme (2), parce que le facteur $e^{-\lambda r}$ s'écrit sous la forme (2) : $\mu(s) = \operatorname{sgn}(s - \lambda)$. Nous rendons compte de ces deux faits élémentaires, apparemment isolés, par un théorème général.

Nous allons remplacer l'équation $\Delta u - \lambda^2 u = 0$, ou son cas limite $\Delta u = 0$, par l'équation

$$\Delta u - f(r) u = 0, \tag{3}$$

où $f(r)$ est une fonction quelconque satisfaisant à la condition (1), et nous montrerons qu'il y a sur la demi-droite $(0, \infty)$ une fonction positive $v = v(r) = v_f(r)$, déterminée d'une manière unique (à un facteur constant positif près), qui est une intégrale de Laplace-Stieltjes (2) et telle que le produit

$$u(r) = v(r) r^{-1} \qquad (0 < r < \infty) \tag{4}$$

est une solution de l'équation (3). Comme corollaire, la solution (4) elle-même doit posséder une représentation de la forme (2).

Si une solution $u = u(x, y, z)$ de l'équation (3) est fonction de r seulement, l'équation aux dérivées partielles (3) se réduit à l'équation différentielle ordinaire

$$D^2 u + 2 r^{-1} D u - f(r) u = 0. \tag{5}$$

($D = d/dr$). La dérivée du premier ordre peut être éliminée si l'on remplace la fonction u par la fonction v définie par la relation (4). L'équation (5) s'écrit alors sous la forme

$$D^2 v - f(r) v = 0. \tag{6}$$

Si $f(r)$ est une fonction quelconque continue et non négative sur la demi-droite ouverte $(0, \infty)$, il suit facilement d'un théorème d'A. Kneser [1] (qui considérait la demi-droite fermée) que l'équation (6) a une solution $v(r)$ positive et non décroissante sur la demi-droite $(0, \infty)$. Puisque l'inégalité

$$(-1)^n D^n v(r) \geqq 0 \tag{7}$$

est vérifiée pour $n = 0$ et pour $n = 1$, elle l'est aussi pour $n = 2$, car nous avons supposé $f(r)$ non négative dans l'équation (6).

Supposons maintenant que l'inégalité (1) soit vérifiée non seulement pour $k = 0$, mais pour chaque k. On peut conclure [2], par une application inductive des opérations D, D^2, ... sur l'identité (6) en r, que l'inégalité (7) est vérifiée pour chaque n. Par conséquent, l'existence d'une représentation (2) pour la fonction $v(r)$ sur la demi-droite $(0, \infty)$ est assurée par le théorème de Hausdorff-Bernstein. L'unicité de la solution (2) de l'équation (6) est une conséquence immédiate de la constance du déterminant Wronskien de deux solutions quelconques $v = v_1(r)$, $v = v_2(r)$.

On peut généraliser le résultat précédent de la manière suivante :

Soit $f(r)$ une fonction vérifiant la condition (1), *et désignons par* $Y_m(\theta, \varphi)$ *une fonction sphérique d'ordre* $m(\geqq 0)$. *Alors l'équation différentielle* (3) *possède une solution* $u(x, y, z) = u(r)$ *de la forme*

$$(8) \qquad u(r) = u_m(r)\, Y_m(\theta, \varphi), \qquad u_m(r) = v_m(r)\, r^{-1},$$

dans laquelle la fonction $v_m(r)$ (>0) *est une intégrale de Laplace-Stieltjes* (2), *convergente sur la demi-droite* $(0, \infty)$. *En corollaire il s'ensuit que le facteur* $u_m(r)$ *de la fonction* $Y_m(\theta, \varphi)$ *elle-même a une représentation* (2). *La fonction* $v_m(r)$ *est indépendante du choix particulier des* $2m+1$ *constantes arbitraires du polynome* $Y_m(\alpha, \beta, \gamma) = Y_m(\theta, \varphi)$, *la fonction* $v_m(r)$ *étant déterminée (à un facteur positif près) par le degré m du polynome* Y_m *et par le coefficient* $f(r)$ *de l'équation différentielle* (3).

Les fonctions $Y_0(\theta, \varphi)$ étant constantes, ce théorème se réduit au théorème précédent si $m = 0$. Mais on peut réduire le cas général à ce cas particulier. En effet, si l'on utilise l'équation aux dérivées partielles classiques des fonctions $Y_m(\theta, \varphi)$ de Laplace, on voit facilement que les substitutions (8) réduisent l'équation (3) pour la fonction $u(x, y, z) = u(r)$ aux équations différentielles ordinaires (5), (6) pour les fonctions $u(r) = u_m(r)$, $v(r) = v_m(r)$ si le coefficient $f(r)$ de l'équation (3) est remplacé par la fonction

$$(9) \qquad f_m(r) = f(r) + (m+1)\, m r^{-2}.$$

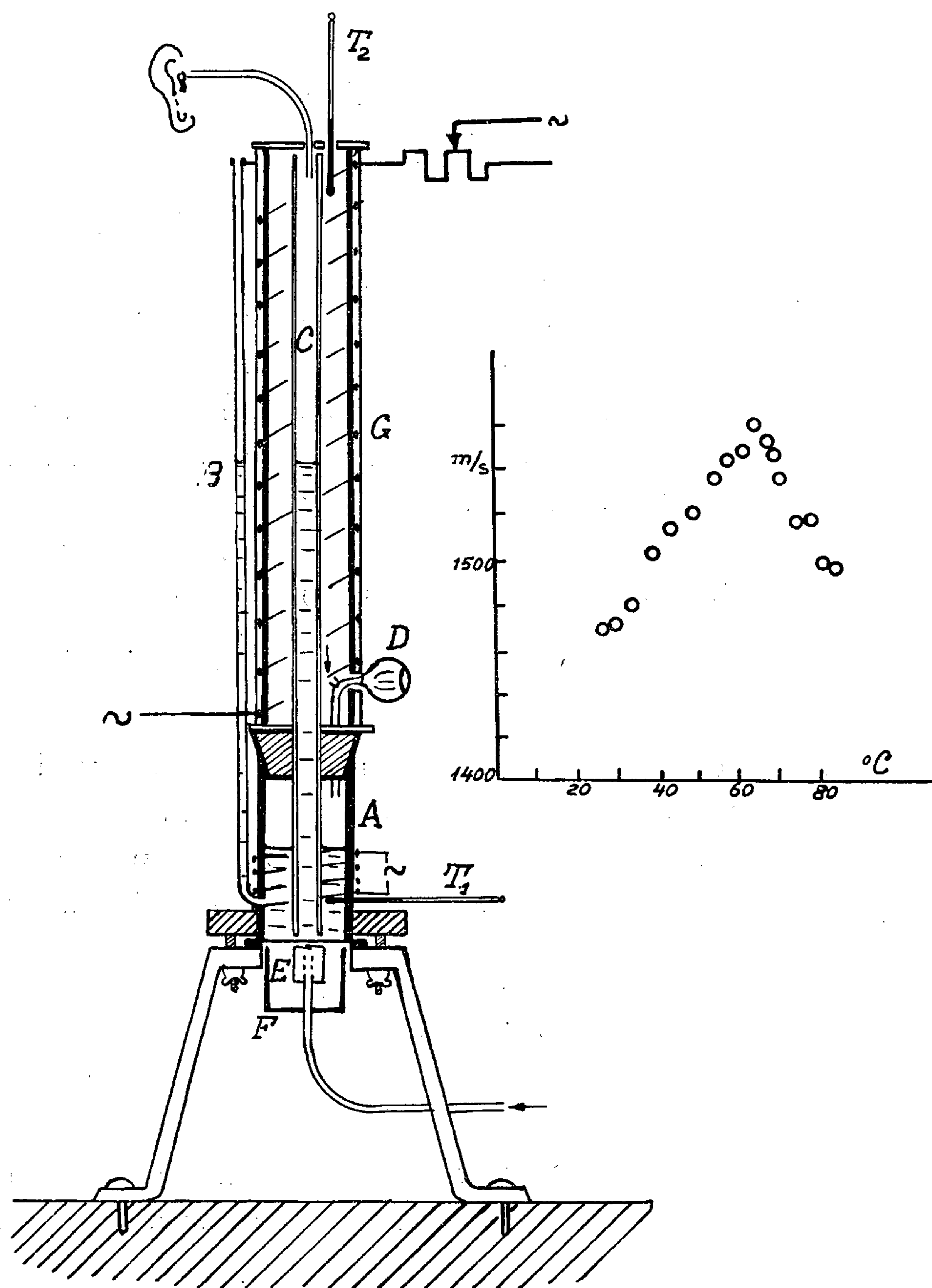
Ainsi il est suffisant de montrer que la condition (1) est vérifiée pour la fonction $f_m(r)$ si elle est vérifiée pour la fonction donnée $f(r)$. Mais c'est évident d'après la définition (9), puisque $(m+1)m$ est une constante non négative et que la condition (1) est vérifiée par la fonction $f(r) = r^{-2}$.

(1) E. Borel, *Leçons sur les séries divergentes*, Paris, 1901, p. 46-52.
(2) A. Wintner, *Amer. J. Math.*, 69, 1947, p. 87-98.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Sur la variation avec la température de la vitesse du son dans l'eau.* Note (*) de M. Constantin Sălceanu, présentée par M. Pierre Chevenard.

On sait que la variation avec la température de la vitesse du son dans l'eau est discutable, en se référant à la valeur maxima de cette vitesse. Bungetzianu, l'auteur d'une méthode de résonance [1] pour mesurer la vitesse du son dans les liquides, calcule un maximum vers 57° C. D'autre part, Dörsing, en utilisant les figures de Kundt, trouve ce maximum vers 70° C [2].

Nous avons adapté la méthode de Bungetzianu, pour pouvoir mesurer le maximum de cette vitesse, aux conditions demandées par la nature des mesures. Puisque la description de notre dispositif est donnée antérieurement dans les pages des *Comptes rendus* ([3]), nous nous bornerons à esquisser seulement les modifications apportées à ce dispositif expérimental, pour le but envisagé. Conformément au schéma suivant, le vase A, en laiton,



qui contient le liquide à étudier, chauffé électriquement et isolé thermiquement par des garnitures en bois, est percé à la base en deux lieux : d'un côté où est fixé le thermomètre T_1 et du côté opposé, où est relié un tube capillaire, B, servant comme indicateur de niveau du liquide à étudier, qui se trouve dans le tube en verre, C. Celui-ci est entouré, à une certaine distance, d'un autre four électrique, G, le chauffage de l'air inté-

rieur étant accusé par le thermomètre T_2. De cette manière, la poire en caoutchouc D, refoule toujours de l'air chaud sur le liquide à étudier dans la chambre A.

La lame vibrante montée sur un cube en bois, E, est entourée d'une chambre de résonance en bois, F, qui a la propriété de renforcer les sons propres du liquide à l'état de résonance et d'amoindrir les sons propres de l'air dans le tube de résonance, C.

La manière dont nous avons travaillé est la suivante : On chauffe d'abord le liquide en A, jusqu'à une température donnée, puis on chauffe le four G jusqu'à une température semblable. On coupe le courant des deux côtés et l'on transporte le liquide dans le tube C, en haut et en bas, en actionnant sur la poire D, jusqu'à ce que le thermomètre T_1 reste fixe pour tout ce parcours. On arrive à un bon résultat, en pratiquant un bon calorifugeage à la partie inférieure de l'appareil. Nos mesures sont étendues jusqu'à la température de 81° C.

La formule de Bungetzianu, qui donne la vitesse du son dans le milieu indéfini, est la suivante :

$$V = 2yN\sqrt{1 + a\left(1 + \frac{b}{z}\right)},$$

où y est la distance entre deux maxima de résonance du liquide, distance lue avec une erreur de 1 mm sur le tube capillaire, B. N, est le nombre de vibrations par seconde de la lame vibrante, E, déterminé par la méthode des battements. On a trouvé N = 1315 vibrations par seconde (approché de Mi_5).

Dans l'expression du radical figurent les constantes géométriques et physiques du tube en verre C, ainsi que le coefficient de compressibilité, μ, du liquide employé. Dans l'intervalle des températures étudiées (environ 60°) l'expression du radical reste constante, dans les limites des erreurs d'expérience, dans notre cas 1,082.

Les résultats obtenus sont consignés dans le tableau suivant :

t (°C).	y (mm).	V (m/s).	t (°C).	y (mm).	V (m/s).
27	515	1 465	62	548	1 560
30	516	1 467	64	547	1 556
33	519	1 477	65	545	1 550
40	529	1 505	68	539	1 532
44	533	1 518	72	530	1 508
50	535	1 522	74	530	1 508
54	540	1 537	78	524	1 491
58	544	1 548	81	523	1 489
61	545	1 550			

Le diagramme tracé d'après ces résultats montre *un maximum pour la vitesse du son dans l'eau, vers la température de* 62° C. Il dépasse d'en-

viron 10 degrés le minimum obtenu pour le coefficient de compressibilité du liquide étudié.

(*) Séance du 7 octobre 1957.

(1) BUNGETZIANU, *Résonance des liquides. Vitesse du son dans les liquides*, Bucarest, 1914.

(2) DÖRSING, *Recueil de Constantes physiques*, Paris, 1913, p. 422.

(3) SĂLCEANU, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 1319; 206, 1938, p. 329 et 502; 207, 1938, p. 1184 et 241, 1955, p. 1032.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Réflexions sur l'aptitude à l'emboutissage des tôles minces*. Note (*) de M. **JOSEPH GUYOT**, présentée par M. Pierre Chevenard.

Les essais habituellement pratiqués, en vue d'indiquer l'aptitude d'une tôle à l'emboutissage, reposent à peu près tous sur une mesure des possibilités d'allongement du métal, soit dans une seule direction, soit dans toutes les directions. On s'étonne communément de ce que ce genre d'essai ne permette pas une prévision absolument valable pour tous les emboutissages industriels et il est reconnu qu'aucun de ces essais isolément ne définit une aptitude complète à tous les genres d'emboutissage.

Il faut, pour mieux comprendre, analyser la façon dont travaille le métal en cours d'emboutissage :

En gros, on emboutit une feuille de métal en la serrant sur son pourtour et en la forçant avec un poinçon contre une matrice. Mais il y a deux façons principales de concevoir cette opération : ou bien on peut serrer *très fort* le presse-flan *avec le souci d'empêcher tout glissement*. Le centre de la feuille se déformera alors seul en s'allongeant et s'amincissant : la pièce ne sera formée que par le métal hors serre-flan. C'est généralement l'idée qu'on paraît se faire tacitement de l'emboutissage dans les essais les plus usuels. Mais on peut, au contraire, travailler avec un serre-flan très peu serré : il permet le glissement du métal qui vient alimenter la pièce à mesure de sa formation. La couronne prise sous serre-flan se resserre, appelée par le métal de la région centrale, subit un véritable tréfilage, c'est-à-dire subit une contraction, tend à s'épaissir et à y échapper en se plissant. C'est un phénomène de rétreint dont personne ne semble s'être beaucoup occupé dans les essais de contrôle.

Il apparaît en fait que si l'emboutissage fait rarement appel à une de ces deux solutions extrêmes, du moins repose-t-il pour chaque pièce et pour chaque outillage sur un certain dosage de ces deux phénomènes : dans l'un le métal est étiré en tous sens (plus ou moins), dans l'autre il est tendu dans une direction et *comprimé* dans l'autre. Ce sont là les deux *composantes* à considérer. Dans la pratique, il s'avère que selon

chaque cas d'espèce, c'est l'une ou l'autre de ces deux composantes qui est *dominante*, c'est-à-dire qu'elle risque d'amener la rupture (ou la striction) si elle est insuffisante.

La manière logique de rechercher l'aptitude à l'emboutissage d'une tôle est donc de fixer par un essai ses possibilités devant la composante extension et *par un autre essai* ses possibilités devant la composante rétreint.

La manière logique d'adapter ces essais à l'emboutissage d'une pièce déterminée est de rechercher quel est l'essai dominant à prévoir selon que la pièce risque de casser par extension insuffisante ou par résistance de rétreint.

L'expérience l'enseigne vite car dans chaque cas d'espèce, hors des défauts accidentels, la rupture prématurée est systématiquement toujours au même endroit.

Dès lors, si l'on dispose de nombreux essais presque tous valables pour juger de l'extension possible du métal (et il faut alors, pour ne pas mêler les deux composantes, travailler en serre-flan bloqué), il convient de rechercher un essai de rétreint.

Si l'on découpe par la pensée des lanières de métal entre deux méridiens voisins de la pièce à emboutir, on voit que la partie qui glissera sous serre-flan est une sorte de trapèze curviligne dont la grande base est appelée à se rétreindre jusqu'au voisinage de la petite base. Il n'y a pas de frottement latéral (*fig.* 1).

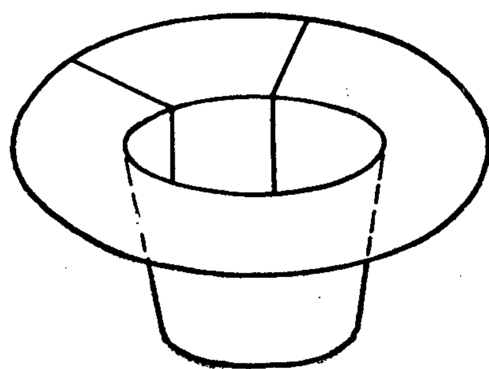


Fig. 1.

Nous avons ainsi construit une filière glissante (*fig.* 2) où nous essayons des barrettes de tôles avec des têtes trapézoïdales de diverses largeurs, jusqu'au point critique où l'on passe de barrettes qui se tréfilent à des barrettes qui se bloquent sous l'effort de traction. Cette limite définit le rapport $\rho = P/p$ du périmètre maximum admissible pour un flan qui doit passer dans une filière p.

Cet essai est intéressant à ce titre qu'il donne un nombre directement utilisable par l'emboutisseur, mais il est long et minutieux.

On réalise, dans une autre variante d'essai, un tréfilage sur filière « roulante » qui est, en fait, un laminage de la tête trapézoïdale. Cela permet d'obtenir dans un seul essai un repère de l'aptitude au rétreint

permettant un classement de qualité (*fig.* 3), par la mesure de *l*, largeur limite atteinte à l'épaulement au moment de la rupture (ou pour telle valeur de traction arbitrairement choisie).

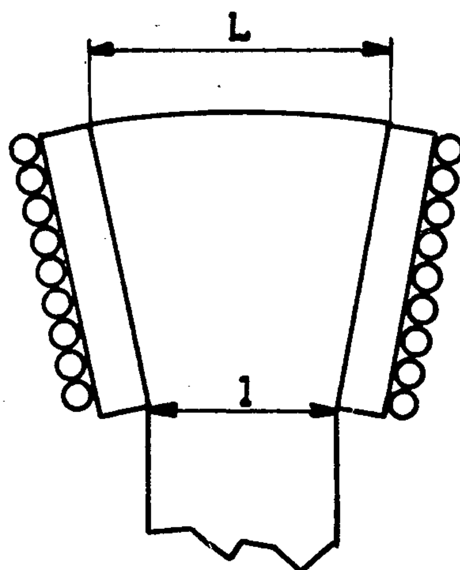


Fig. 2.

Ces essais de rétreint sont destinés à juger du comportement du métal à emboutir quand la composante dominante de la pièce à réaliser est le rétreint : c'est le cas par exemple pour des douilles de cartouches.

Les essais en question ont été imaginés pour compléter la notion d'aptitude à l'emboutissage que les essais procédant par extension ne représentaient qu'incomplètement.

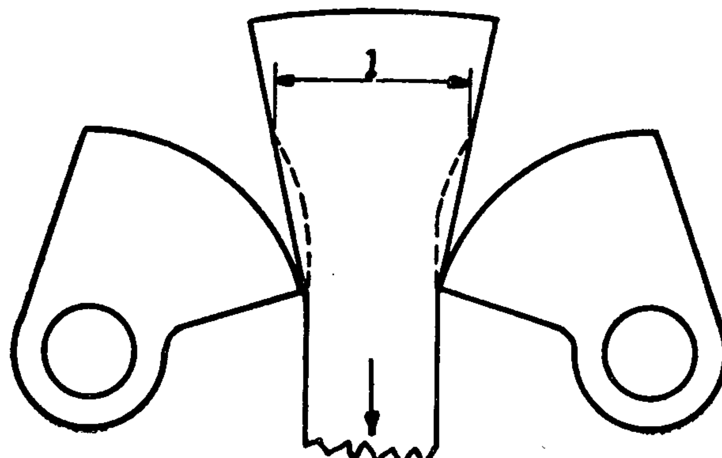


Fig. 3.

L'essai sur acier inoxydable révèle bien dans certains cas que les essais en extension peuvent être très supérieurs à ceux des extra-doux alors qu'au rétreint ils se placent en dessous dans certains cas. Il s'agit donc bien d'une mesure distincte.

Notre objectif n'a pas été seulement de construire un dispositif d'essai en rétreint mais de montrer qu'une opération d'emboutissage doit être analysée en ses composantes et que l'essai à choisir est celui qui correspond à la composante *dominante*.

(*) Séance du 14 octobre 1957.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Compléments sur le calcul approché au troisième ordre d'un clapotis parfait monochromatique.* Note de MM. **Claude Carry** et **Gabriel Chabert d'Hières**, présentée par M. Henri Villat.

L'un de nous a publié [*cf.* (1) et (2)] la formule, exacte au troisième ordre près par rapport à la cambrure, de l'équation de la surface libre du clapotis parfait et la correction correspondante pour la formule d'Airy. L'objet de cette Note est de compléter les résultats précédents (au même ordre d'approximation) par les formules des déplacements des molécules fluides dans la masse du liquide, et par celle de la pression.

1. *a. Déplacements.* — Le point moyen (x_0, y_0) de la molécule (x, y) étant défini aux transformations du groupe (G) près [*cf.* (1)] les formules du déplacement s'écrivent pour les trois premiers ordres :

$$X_1 = -\frac{2}{\operatorname{sh}\mu h}\operatorname{ch}\mu(h-y_0)\sin\mu x_0\sin\nu t,$$

$$Y_1 = -\frac{2}{\operatorname{sh}\mu h}\operatorname{sh}\mu(h-y_0)\cos\mu x_0\sin\nu t,$$

$$X_2 = \frac{\mu}{2\operatorname{sh}^2\mu h}\left\{\left[1+\frac{\theta^2-1}{2\theta^2}\operatorname{ch}2\mu(h-y_0)\right] + \left[\frac{3}{2}(\theta^2-1)\operatorname{ch}2\mu(h-y_0)-1\right]\cos 2\nu t\right\}\sin 2\mu x_0,$$

$$Y_2 = \frac{\mu}{2\operatorname{sh}^2\mu h}\left\{\left[\frac{\theta^2-1}{2\theta^2}\cos 2\mu x_0 - 1\right] + \left[\frac{3}{2}(\theta^2-1)\cos 2\mu x_0+1\right]\cos 2\nu t\right\}\operatorname{sh}2\mu(h-y_0),$$

$$X_3 = \beta_{1,1}\sin\nu t\sin\mu x_0+\beta_{1,3}\sin\nu t\sin 3\mu x_0+\beta_{3,1}\sin 3\nu t\sin\mu x_0+\beta_{3,3}\sin 3\nu t\sin 3\mu x_0,$$

$$Y_3 = \delta_{1,1}\sin\nu t\cos\mu x_0+\delta_{1,3}\sin\nu t\cos 3\mu x_0+\delta_{3,1}\sin 3\nu t\cos\mu x_0+\delta_{3,3}\sin 3\nu t\cos 3\mu x_0,$$

avec

$$\beta_{1,1} = \frac{\mu^2}{8\operatorname{sh}^3\mu h}\left[\frac{2}{\theta^2-1}(6\theta^4-\theta^2-6)\operatorname{ch}\mu(h-y_0) - \frac{1}{\theta^2}(15\theta^4-13\theta^2-2)\operatorname{ch}3\mu(h-y_0)\right],$$

$$\beta_{1,3} = \frac{\mu^2}{8\operatorname{sh}^3\mu h}\left[\frac{1}{\theta^2}(9\theta^4-15\theta^2+2)\operatorname{ch}\mu(h-y_0)-\frac{3}{4\theta^2}(3\theta^6-5\theta^2+2)\operatorname{ch}3\mu(h-y_0)\right],$$

$$\beta_{3,1} = -\frac{\mu^2}{8\operatorname{sh}^3\mu h}\left[\frac{1}{12(\theta^2-1)}(9\theta^4+78\theta^2-47)\operatorname{ch}\mu(h-y_0)-3(\theta^2-1)\operatorname{ch}3\mu(h-y_0)\right],$$

$$\beta_{3,3} = -\frac{\mu^2}{8\operatorname{sh}^3\mu h}\left[\frac{1}{3}(15\theta^2-19)\operatorname{ch}\mu(h-y_0)-\frac{1}{4}(\theta^2-1)(9\theta^2-13)\operatorname{ch}3\mu(h-y_0)\right],$$

$$\delta_{1,1} = \frac{\mu^2}{8\operatorname{sh}^3\mu h}\left[\frac{2}{\theta^2-1}(6\theta^4-\theta^2-6)\operatorname{sh}\mu(h-y_0)-\frac{1}{\theta^2}(9\theta^4-7\theta^2+2)\operatorname{sh}3\mu(h-y_0)\right],$$

$$\delta_{1,3} = \frac{\mu^2}{8\operatorname{sh}^3\mu h}\left[\frac{1}{\theta^2}(15\theta^4-13\theta^2-2)\operatorname{sh}\mu(h-y_0)-\frac{3}{4\theta^4}(3\theta^6-5\theta^2+2)\operatorname{sh}3\mu(h-y_0)\right],$$

$$\delta_{3,1} = -\frac{\mu^2}{8\operatorname{sh}^3\mu h}\left[\frac{1}{12(\theta^2-1)}(9\theta^4+78\theta^2-47)\operatorname{sh}\mu(h-y_0) - \frac{1}{3}(15\theta^2-11)\operatorname{sh}3\mu(h-y_0)\right],$$

$$\delta_{3,3} = -\frac{\mu^2}{8\operatorname{sh}^3\mu h}\left[3(\theta^2-1)\operatorname{sh}\mu(h-y_0)-\frac{1}{4}(\theta^2-1)(9\theta^2-13)\operatorname{sh}3\mu(h-y_0)\right].$$

On a pu condenser les résultats en remplaçant dans X_1 et Y_1, μ_0 par l'expression de μ exacte au deuxième ordre près en A [*cf.* formule (7) de (2)].

b. Pression. — En vue des applications, la pression a été calculée, au troisième ordre près, en variables d'Euler. Si l'on pose

$$\frac{1}{\rho}p(x, y) = gy + Ap_1(x, y) + A^2 p_2(x, y) + A^3 p_3(x, y),$$

ρ étant la masse spécifique du liquide, on a

$$p_1 = \frac{2\nu^2}{\mu \operatorname{sh}\mu h} \operatorname{ch}\mu(h-y)\cos\mu x \sin\nu t,$$

$$p_2 = \frac{\nu^2}{2\operatorname{sh}^2\mu h}\Big\{[\cos 2\mu x - \operatorname{ch} 2\mu(h-y)](1+\cos 2\nu t) - \frac{3\operatorname{ch} 2\mu(h-y)}{\operatorname{sh}^2\mu h}\cos 2\mu x \cos 2\nu t + (2\operatorname{ch} 2\mu h - 1)\cos 2\nu t + 1\Big\},$$

$$\begin{aligned} p_3 = \frac{\mu\nu^2}{4\operatorname{sh}^5\mu h}\Big\{ & 3[\operatorname{ch}\mu(h-y)\cos 3\mu x - \operatorname{ch} 3\mu(h-y)\cos\mu x](\sin\nu t + \sin 3\nu t) \\ & + \Big[(\operatorname{ch}^4\mu h - 11\operatorname{ch}^2\mu h + 4)\operatorname{ch}\mu(h-y)\cos\mu x \\ & \quad + \frac{4\operatorname{ch}^4\mu h + \operatorname{ch}^2\mu h - 2}{8\operatorname{ch}^4\mu h}\operatorname{ch} 3\mu(h-y)\cos 3\mu x\Big]\sin\nu t \\ & + \frac{3}{8}\Big[(40\operatorname{ch}^4\mu h - 31)\operatorname{ch}\mu(h-y)\cos\mu x \\ & \quad + \frac{4\operatorname{ch}^2\mu h - 13}{\operatorname{sh}^2\mu h}\operatorname{ch} 3\mu(h-y)\cos 3\mu x\Big]\sin 3\nu t\Big\} \end{aligned}$$

2. Mesures expérimentales. — Elles portent sur la forme de la surface libre et sur la pression; l'influence des termes d'ordre 3 semble non négligeable, notamment pour p_3; le contrôle quantitatif est en cours; il exige la mise au point des appareils de mesure actuellement disponibles.

3. Les formules (7), (8) et (9) de (2), rectifiées, s'écrivent comme il suit; en posant $\theta_0 = \coth\mu_0 h$, on a

$$(7)\quad \lambda = \lambda_0\left[1 - \frac{A^2\mu_0^2}{8\theta_0}\,\frac{-9\theta_0^6 + 12\theta_0^4 + 3\theta_0^2 + 2}{\theta_0 + \mu_0 h(\theta_0^2 - 1)}\right],$$

$$\begin{aligned}(8)\quad y = & -2A\cos\mu x\sin\nu t + \frac{\mu A^2}{2\theta}[-(\theta^2+1)\cos 2\mu x + \theta^2(3\theta^2-1)\cos 2\mu x\cos 2\nu t] \\ & + A^3[S(\theta)\cos 3\mu x\cos\nu t + V(\theta)\cos\mu x\sin 3\nu t + W(\theta)\cos 3\mu x\sin 3\nu t],\end{aligned}$$

avec

$$S(\theta) = -\frac{3\mu^2}{32\theta^4}(9\theta^8 + 27\theta^6 - 15\theta^4 + \theta^2 + 2),$$

$$V(\theta) = -\frac{\mu^2}{32}(3\theta^4 + 18\theta^2 - 5),$$

$$W(\theta) = \frac{3\mu^2}{32}(3\theta^4 + 1)(3\theta^2 - 1).$$

4. L'ensemble de nos résultats vaut pour le cas de la profondeur infinie ($h = \infty$), déjà traité dans (3), jusqu'au sixième ordre d'approximation par une méthode très différente de la nôtre.

(1) G. Chabert d'Hières, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2474.
(2) G. Chabert d'Hières, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2573.
(3) W. G. Penney et H. G. Price, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 244, série A, 1951-1952, p. 254-284.
(4) Ja. I. Sekerz-Zenkovic, *Isvestia de l'Académie des Sciences de l'U. R. S. S., Série géographie géophysique*, 15, 1951, p. 57-73.

AÉRODYNAMIQUE. — *Sur les mouvements d'un fluide compressible doué de conductivité électrique*. Note (*) de M. **Henri Cabannes**, présentée par M. Joseph Pérès.

On établit les équations générales de la dynamique d'un fluide compressible doué de conductivité électrique ; on étudie la propagation des ondes sonores et des ondes de choc; ces dernières apparaissent seulement dans les deux cas extrêmes d'une conductivité électrique nulle (cas de l'aérodynamique classique) ou d'une conductivité électrique infinie (cas des conducteurs parfaits).

1. Nous considérons un fluide compressible en mouvement; la viscosité et la conductivité thermique sont négligées, tandis que la conductivité électrique est prise en considération. Nous désignons par $\vec{E}$ le champ électrique, par $\vec{H}$ le champ magnétique, par $\vec{V}$ la vitesse du fluide, par p, T et ρ la pression, la température absolue, et la masse spécifique. Les variables sont le temps t et les coordonnées cartésiennes x, y, z. Nous supposerons constantes : la perméabilité magnétique μ, la conductivité électrique σ, les chaleurs spécifiques c_p à pression constante et c_v à volume constant. Nous posons $c_p = \gamma c_v = R + c_v$. Le gaz obéit à la loi des gaz parfaits : $p = R\rho T$. Toutes les molécules gazeuses étant supposées chargées électriquement, le fluide est parcouru par un courant électrique de densité $\vec{J} = \sigma(\vec{E} + \vec{V} \times \mu\vec{H})$.

Les formules (1) et (2) traduisent respectivement les lois de Faraday et d'Ampère; les intégrales simples sont étendues à une courbe fermée d'élément linéaire $\vec{dl}$ et les intégrales doubles à une portion de surface de normale unitaire $\vec{n}$ et s'appuyant sur la courbe précédente

$$\int \vec{E}\,\vec{dl} = -\iint \vec{n}\,\frac{\partial \mu \vec{H}}{\partial t}\,ds. \tag{1}$$

$$\int \vec{H}\,\vec{dl} = 4\pi \iint \vec{n}.\vec{J}\,ds. \tag{2}$$

Les formules (3), (4) et (5) traduisent respectivement l'équation de la dynamique, les principes de conservation de la masse et de l'énergie. Les intégrales triples sont étendues à un volume variable constamment formé des mêmes molécules, les intégrales doubles sont étendues à la surface de ce

volume; cette surface, de normale extérieure unitaire $\vec{n}$, est supposée également toujours formée des mêmes molécules.

$$\frac{d}{dt}\iiint \rho \vec{V}\, d\tau + \iint \vec{n} p\, ds = \iiint (\vec{J} \times \mu \vec{H})\, d\tau, \tag{3}$$

$$\frac{d}{dt}\iiint \rho\, d\tau = 0, \tag{4}$$

$$\frac{d}{dt}\iiint \Lambda\, d\tau + \iint \vec{n} p + \vec{V}\, ds = \iiint (\vec{J} \times \mu \vec{H}).\vec{V}\, d\tau + \iiint \sigma^{-1} J^2\, d\tau, \tag{5}$$

avec

$$\Lambda = \rho\left(c_v T + \frac{V^2}{2}\right).$$

2. Lorsque toutes les fonctions inconnues admettent des dérivées partielles premières continues, on déduit des relations précédentes les équations aux dérivées partielles du mouvement, qui, lorsque σ est infini, peuvent être écrites sous la forme suivante :

$$\left\{\begin{array}{l} \dfrac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \operatorname{rot}(\vec{V} \times \vec{H}), \\ \rho\left(\dfrac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \operatorname{rot}\vec{V} \times \vec{V} + \overrightarrow{\operatorname{grad}}\, \dfrac{V^2}{2}\right) + \overrightarrow{\operatorname{grad}} p = \dfrac{\operatorname{rot}\vec{H} \times \mu \vec{H}}{4\pi}, \\ \dfrac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{V} = 0, \\ \dfrac{\partial}{\partial t}(p\rho^{-\gamma}) + \vec{V}.\overrightarrow{\operatorname{grad}}(p\rho^{-\gamma}) = 0. \end{array}\right. \tag{6}$$

De la détermination des variétés caractéristiques, on déduit la vitesse de déplacement U des ondes sonores ([1]). A chaque instant, en chaque point, à chaque direction (de vecteur unitaire $\vec{\delta}$) correspondent trois valeurs de U, données par les formules (7) dans lesquelles on a posé $V_n = \vec{V}.\vec{\delta}$, tandis que θ désigne l'angle des directions $\vec{H}$ et $\vec{\delta}$.

$$\left\{\begin{array}{l} (U_1 - V_n)^2 = \dfrac{\gamma p}{2\rho} + \dfrac{\mu H^2}{8\pi\rho} - \left\{\left(\dfrac{\gamma p}{2\rho} + \dfrac{\mu H^2}{8\pi\rho}\right)^2 - \dfrac{\gamma p}{\rho}\dfrac{\mu H^2}{4\pi\rho}\cos^2\theta\right\}^{\frac{1}{2}}. \\ (U_2 - V_n)^2 = \dfrac{\mu H^2}{4\pi\rho}\cos^2\theta, \\ (U_3 - V_n)^2 = \dfrac{\gamma p}{2\rho} + \dfrac{\mu H^2}{8\pi\rho} + \left\{\left(\dfrac{\gamma p}{2\rho} + \dfrac{\mu H^2}{8\pi\rho}\right)^2 - \dfrac{\gamma p}{\rho}\dfrac{\mu H^2}{4\pi\rho}\cos^2\theta\right\}^{\frac{1}{2}}. \end{array}\right. \tag{7}$$

3. Lorsque les fonctions inconnues sont discontinues sur une surface (onde de choc), les discontinuités doivent vérifier un certain nombre de conditions.

Nous désignons par $\vec{n}$ le vecteur unitaire normal à l'onde de choc, par U la vitesse de déplacement du choc, et nous posons $H_n = \vec{n}.\vec{H}$ et $V_n = \vec{n}.\vec{V}$. On déduit des équations (1), (3) et (4) que les quantités suivantes sont continues à la traversée de l'onde de choc (²), (³) :

$$(8)\qquad \begin{cases} \vec{n} \times \vec{E} - U\mu\vec{H}, \\ (V_n - U)\rho\vec{V} + \vec{\pi}, \\ (V_n - U)\rho, \end{cases}$$

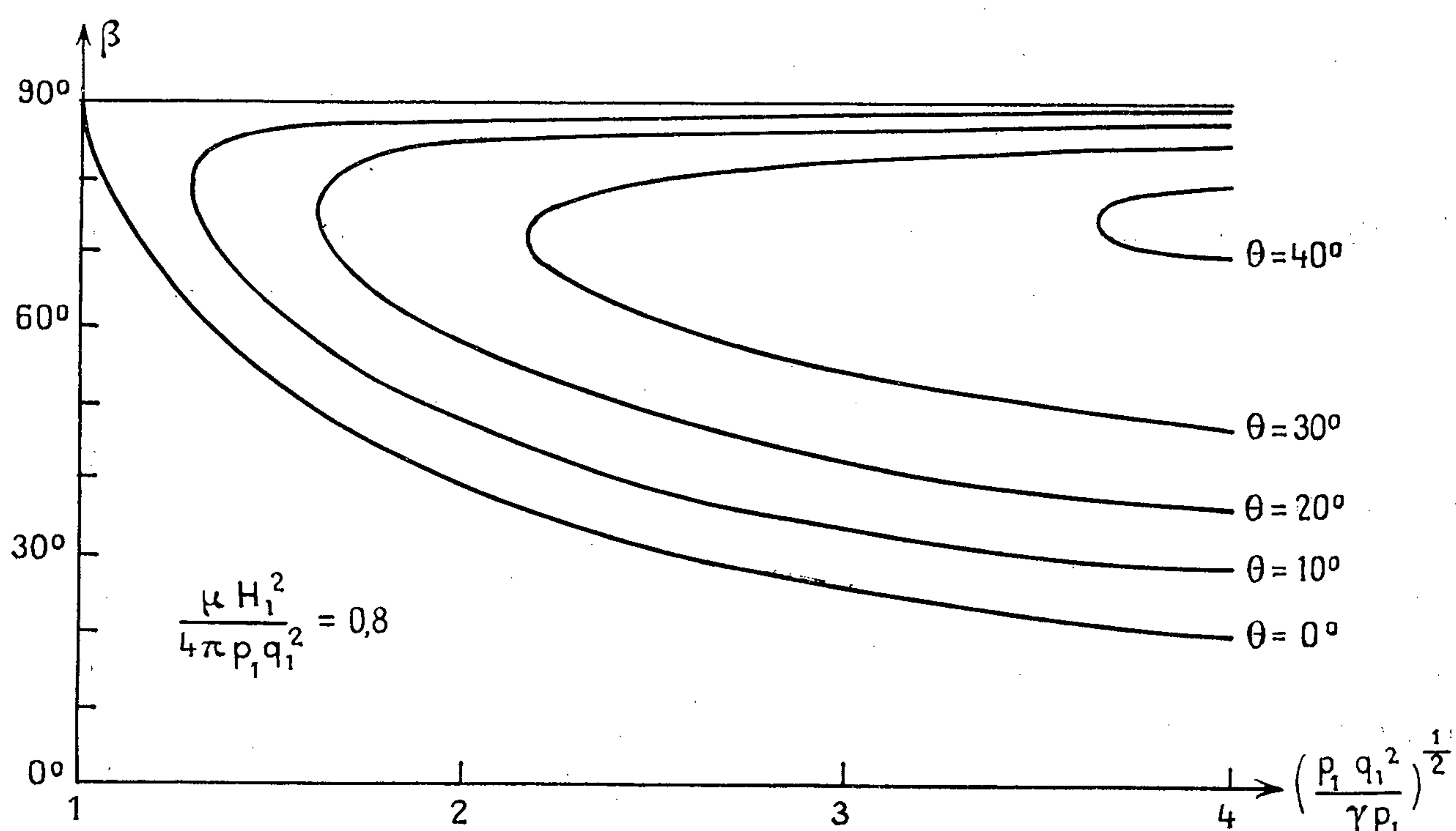
avec

$$\vec{\pi} = \vec{n} + \vec{n}\frac{\mu H^2}{8\pi} - \frac{\mu H_n \vec{H}}{4\pi}.$$

Lorsque σ est infini, on peut éliminer le champ électrique à l'aide de l'équation (2), qui s'écrit alors : $\vec{E} = -\vec{V} \times \mu\vec{H}$; on déduit ensuite de l'équation (5) que la quantité suivante est également continue à la traversée du choc :

$$(9)\qquad (V_n - U)\left(\rho\frac{V^2}{2} + \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\mu H^2}{8\pi}\right) + \vec{\pi}.\vec{V}.$$

4. Il est possible d'appliquer les résultats précédents au problème de l'onde attachée stationnaire à la pointe d'un dièdre. Le champ magnétique $\vec{H}_1$ et la vitesse $\vec{V}_1$ supposés colinéaires sont situés dans le plan bissecteur du dièdre et



perpendiculaires à l'arête. L'état du fluide avant le choc étant repéré par l'indice 1, l'angle 2θ du dièdre et l'angle 2β des demi-plans constituant l'onde

de choc sont liés par la relation suivante :

$$\frac{\rho_1 q_1^2}{\gamma p_1} = \frac{1-\alpha}{A + B\alpha + C\alpha^2}, \tag{10}$$

$$\left\{\begin{aligned} A &= \frac{\operatorname{tg}\beta}{1+\operatorname{tg}^2\beta}\,\frac{-\operatorname{tg}\theta\,\{(\gamma-1)\operatorname{tg}^2\beta+\gamma+1\}+2\operatorname{tg}\beta}{2(1+\operatorname{tg}\theta\operatorname{tg}\beta)},\\ B &= -\frac{(\gamma+2)\operatorname{tg}^2\theta\operatorname{tg}\beta-\gamma\operatorname{tg}\theta(1+2\operatorname{tg}^2\beta)+2\operatorname{tg}\beta}{2(1+\operatorname{tg}\theta\operatorname{tg}\beta)(\operatorname{tg}\beta-\operatorname{tg}\theta)},\\ C &= \operatorname{tg}\theta\,\frac{1+\operatorname{tg}^2\beta}{2}\,\frac{-\operatorname{tg}^2\theta\operatorname{tg}\beta+\gamma\operatorname{tg}\theta-(\gamma+1)\operatorname{tg}\beta}{(1+\operatorname{tg}\theta\operatorname{tg}\beta)(\operatorname{tg}\beta-\operatorname{tg}\theta)^2}.\end{aligned}\right. \tag{11}$$

Le champ magnétique intervient par l'intermédiaire du paramètre α ayant pour valeur $(\mu H_1^2)/(4\pi\rho_1 V_1^2)$. Pour $\alpha = 0$, on retrouve les résultats de l'aérodynamique classique; la figure 1 correspond aux valeurs $\gamma = 1,4$ et $\alpha = 0,8$.

La vitesse avant le choc étant donnée, l'angle maximum θ_m pour lequel l'onde de choc est attachée augmente avec α. Le tableau suivant, calculé pour $\gamma = 1,4$, contient quelques valeurs de θ_m.

$\left(\frac{\rho_1 q_1^2}{\gamma p_1}\right)^{\frac{1}{2}}$	1,4.	1,8.	2,2.	2,6.	3,0.
$\alpha = 0,0$	9°,4	19°,2	26°,1	30°,8	34°,1
$\alpha = 0,4$	11,3	21,7	28,2	32,8	36,4
$\alpha = 0,8$	13,8	24,0	30,7	34,9	37,6

(*) Séance du 30 septembre 1957.

(1) K. O. FRIEDRICHS, *Non linear wave in Magneto-Hydrodynamics*, Los Alamos Scientific Laboratory report 1954.

(2) DE HOFFMANN et TELLER, *Phys. Rev.*, 80, 1950, p. 692.

(3) R. VON LÜST, *Z. Naturforschung*, 8, A, 1953, p. 277.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur les théories des champs invariantes par rapport au groupe conforme*. Note (*) de M. **Roland Omnès**, présentée par M. Louis de Broglie.

On montre que, sous leur forme élémentaire, les théories quantiques des champs où l'invariance sous le groupe de Lorentz est étendue à la composante connexe du groupe conforme à quatre dimensions, ne fournissent pas un cadre cohérent pour la représentation des particules élémentaires.

Un nombre croissant de travaux (4), (6) est consacré à l'étude de théories quantiques des champs invariantes sous le groupe conforme (G), et non seulement sous le groupe de Lorentz inhomogène (L). L'origine de cette recherche demeure l'invariance des équations de Maxwell dans le vide sous (G) et le fait corollaire que l'expérience de Michelson peut être considérée aussi bien comme une confirmation de l'invariance des lois physiques sous (G) que sous (L). Si, d'autre part, on s'efforce de retrouver les équations de Maxwell

par fusion de champs fondamentaux, comme l'ont suggéré les Professeurs Louis de Broglie [1] et W. Heisenberg [2], il semble nécessaire de prendre pour point de départ des équations de mouvement pour ces champs invariantes sous le groupe complet (G) des équations de Maxwell et non seulement (L) [5]. Nous nous proposons dans cette Note de souligner certaines difficultés qu'il serait nécessaire de surmonter dans les versions futures de ces théories et qui, à notre connaissance, n'ont pas été complètement exposées jusqu'à présent.

Le groupe conforme complet (G′) peut être défini mathématiquement comme un groupe de transformations géométriques comprenant les transformations de Lorentz propres r, les translations t, la dilatation d'espace-temps d et l'inversion i par rapport à l'origine. Cette inversion ne pouvant avoir de sens physique, nous ne retiendrons que la composante de l'unité (G) de (G′). (G) est un groupe de Lie engendré par les transformations infinitésimales $\mathcal{R}$, $\mathcal{T}$, $\mathcal{D}$, et les « accélérations » $\mathcal{A}$ définies par les transformations

$$x'_\mu = (x_\mu + a_\mu)(1 + 2ax + a^2x^2)^{-1}$$

où a_μ est un quadrivecteur donné. Posant par définition

$$r_{12} = 1 + \mathcal{L}_3, \qquad r_{i4} = 1 + \mathcal{M}_i, \qquad t_\mu = 1 + \mathcal{T}_\mu, \qquad a_\mu = 1 + \mathcal{A}_\mu, \qquad d = 1 + \mathcal{D}$$
$$(i = 1, 2, 3;\ \mu = 1, 2, 3, 4);$$

on a les relations de commutation

$$[\mathcal{D}, \mathcal{L}_i] = [\mathcal{D}, \mathcal{M}_i] = 0, \qquad [\mathcal{D}, \mathcal{A}_\mu] = -\mathcal{A}_\mu, \qquad [\mathcal{D}, \mathcal{T}_\mu] = \mathcal{T}_\mu,$$
$$[\mathcal{L}_1, \mathcal{L}_2] = \mathcal{L}_3, \qquad [\mathcal{L}_1, \mathcal{M}_2] = \mathcal{M}_3, \qquad [\mathcal{L}_1, \mathcal{T}_2] = \mathcal{T}_3, \qquad [\mathcal{L}_1, \mathcal{T}_4] = 0, \qquad [\mathcal{L}_1, \mathcal{A}_2] = \mathcal{A}_3,$$
$$[\mathcal{L}_1, \mathcal{A}_4] = 0,$$
$$[\mathcal{M}_1, \mathcal{M}_2] = -\mathcal{L}_3, \qquad [\mathcal{M}_1, \mathcal{T}_1] = \mathcal{T}_4, \qquad [\mathcal{M}_1, \mathcal{T}_4] = -\mathcal{T}_1,$$
$$[\mathcal{M}_1, \mathcal{A}_1] = \mathcal{A}_4, \qquad [\mathcal{M}_1, \mathcal{A}_4] = -\mathcal{A}_1,$$
$$[\mathcal{T}_\mu, \mathcal{T}_\nu] = 0, \qquad [\mathcal{T}_1, \mathcal{A}_1] = 2\mathcal{D}, \qquad [\mathcal{T}_1, \mathcal{A}_2] = 2\mathcal{L}_3, \qquad [\mathcal{T}_1, \mathcal{A}_4] = 2\mathcal{M}_1,$$
$$[\mathcal{T}_4, \mathcal{A}_1] = -2\mathcal{M}_1, \qquad [\mathcal{T}_4, \mathcal{A}_4] = -2\mathcal{D},$$
$$[\mathcal{A}_\lambda, \mathcal{A}_\mu] = 0.$$

en posant

$$\mathcal{L}_1 = -iL_{23}, \qquad \mathcal{M}_1 = -iL_{14}, \qquad \mathcal{T}_\mu = -i(L_{\mu5} + L_{\mu6}), \qquad \mathcal{A}_\mu = -i(L_{\mu5} - L_{\mu6}),$$
$$\mathcal{D} = -iL_{56}$$

on constate aisément que les $L_{\alpha\beta}(\alpha, \beta = 1, 2, 3, 4, 5, 6)$ sont les générateurs infinitésimaux du groupe pseudo-orthogonal $\tilde{O}_6$ à six dimensions, de signature $+++--+-$. Les représentations irréductibles du groupe (G) selon lesquelles doivent se transformer les opérateurs de champ sont donc identiques à celles de $\tilde{O}_6$. Celles-ci sont caractérisées par trois nombres entiers ou demi-entiers $\lambda_1 \geqq \lambda_2 \geqq \lambda_3$ et sont de dimension r lorsque $\lambda_3 = 0$, $r/2$ lorsque $\lambda_3 \neq 0$,

avec ([3])

$$\Gamma = \frac{2^3(\lambda_1-\lambda_2+1)(\lambda_1-\lambda_3+2)(\lambda_2-\lambda_3)(\lambda_1+\lambda_2+3)(\lambda_1+\lambda_3+2)(\lambda_2+\lambda_3+1)}{2!\,4!}.$$

Les plus petites de ces dimensions sont indiquées dans le tableau ci-dessous.

Dimensions des plus simples représentations du groupe conforme.

Représentation....	(1/2, 1/2, 1/2)	(0, 0, 0)	(1, 0, 0)	(1, 1, 0)	(1, 1, 1)	(2, 0, 0)
Dimensionalité....	8	1	6	15	15	20

Si l'on identifie la représentation spinorielle fondamentale (1/2, 1/2, 1/2) avec celle du nucléon (proton + neutron) ([4]), on constate, à l'aide des relations de commutation, que les opérateurs de rotation dans l'espace de spin isotopique peuvent être identifiés à $(I_1, I_2, I_3) = iL_{45}, -L_{46}, iL_{56})$ mais ne commutent pas avec les translations, de sorte qu'un proton deviendrait partiellement neutron par translation. Ce point a été noté précédemment ([4]). Ce que nous voulons souligner de plus, c'est que, d'après le tableau, même si l'on passe outre cette difficulté, les représentations autres que (1/2, 1/2, 1/2) ne sauraient en aucune manière, à cause de leur dimensionalité, fournir un cadre cohérent où placer les particules élémentaires connues expérimentalement. Ceci nous paraît suffisant pour proscrire, au moins dans leur forme élémentaire, les théories des champs invariantes sous le groupe conforme et conservant les éléments essentiels de la théorie des champs actuelle.

(*) Séance du 7 octobre 1957.

([1]) *Nouvelles recherches sur la lumière* (*Actualites Scientifiques et Industrielles*, n° 411, Hermann et Cie, 1936).

([2]) *Z. Natur.*, **10** *a*, 1955, p. 425.

([3]) D. Littlewood, *The theory of group characters*, Oxford University Press, 1950.

([4]) R. Ingraham, *Phys. Rev.*, **106**, 1957, p. 595.

([5]) F. Gürsey, *Nuovo Cimento*, **3**, 1956, p. 988.

([6]) I. Segal, *Colloque international sur les problèmes mathématiques de la théorie des champs*, Lille, juin 1957.

RELATIVITÉ. — *Problème des conditions initiales.*

Note (*) de Mme **Yvonne Fourès-Bruhat**, présentée par M. Georges Darmois.

L'utilisation des coordonnées isothermes permet de formuler de façon très simple le problème des conditions initiales en Relativité générale et de le ramener à la résolution d'un système d'équations de type elliptique quasi linéaires.

Nous chercherons une solution des équations d'Einstein du cas extérieur ([1])

$$(1) \qquad S^{\alpha\beta} \equiv R^{\alpha\beta} - \frac{1}{2} g^{\alpha\beta} R = 0,$$

en prenant pour inconnues les densités tensorielles

$$G^{\alpha\beta} = \sqrt{-g}\, g^{\alpha\beta}.$$

Cette solution devra prendre, ainsi que ses dérivées premières des valeurs données $G_0^{\alpha\beta}$ et $[(\partial/\partial x_0)\, G^{\alpha\beta}]_0$, sur une variété initiale S orientée dans l'espace, $x^0 = 0$.

Nous résoudrons les équations (1) en coordonnées isothermes ([2]), coordonnées telles que

$$(2) \qquad F^\mu \equiv \frac{\partial}{\partial x^\lambda} G^{\lambda\mu} = 0,$$

elles s'écrivent alors

$$(3) \qquad S_{(i)}^{\alpha\beta} \equiv \frac{1}{2\sqrt{-g}}(\Box\, G^{\alpha\beta} + H^{\alpha\beta}) = 0$$

où $\Box = g^{\lambda\mu}(\partial^2/\partial x^\lambda\, \partial x^\mu)$ et où $H^{\alpha\beta}$ ne contient que les dérivées des inconnues d'ordre $\leqq 1$.

Les équations (3) ont sous des hypothèses de différentiabilité faites sur les données initiales une solution unique dans un voisinage de S ([3]). Cette solution vérifiera les équations d'Einstein (1) si elle satisfait aux conditions (2). On montre qu'il en est ainsi si l'on a les conditions d'isothermie initiale :

$$(4) \qquad \frac{\partial}{\partial x^\lambda} G^{\lambda\mu} = 0 \qquad \text{pour} \quad x^0 = 0,$$

$$(5) \qquad \frac{\partial}{\partial x_0}\left(\frac{\partial}{\partial x^\lambda} G^{\lambda\mu}\right) = 0 \qquad \text{pour } x^0 = 0.$$

Les équations (4) sont des relations entre les données initiales. Pour les satisfaire on peut prendre arbitrairement $G_0^{i\mu}$; les $[\partial/\partial x^0)\, G^{0\mu}]_0$ sont alors déterminés.

L'élimination des $(\partial^2/\partial x^{02})\, G^{0\mu}$ entre les équations (3) et (5) donnent les équations du *problème des conditions initiales* ([3]) pour les inconnues restantes, G^{00} et $(\partial G^{ij}/\partial x^0)$ on trouve, pour $x^0 = 0$:

$$(\text{I}) \qquad \Delta G^{00} = A, \qquad A \equiv g^{00}\frac{\partial^2 G^{0i}}{\partial x^i\, \partial x^0} - 2g^{i0}\frac{\partial^2 G^{00}}{\partial x^i\, \partial x^0} - H^{00};$$

$$(\text{II}) \qquad g^{00}\frac{\partial^2 G^{ij}}{\partial x^j\, \partial x^0} = g^{00} B^i, \qquad B^i \equiv 2g^{j0}\frac{\partial^2 G^{0i}}{\partial x^j\, \partial x^0} + \Delta G^{0j} + H^{0j}.$$

Nous poserons

$$(6) \qquad \frac{\partial G^{ij}}{\partial x^0} = g^{jk}\frac{\partial V^i}{\partial x^k} + Q^{ij},$$

où les V^i seront des fonctions des trois coordonnées sur $x^0 = 0$ satisfaisant à

$$(\text{II}') \qquad \Delta V^i = B^i - \frac{\partial V^i}{\partial x^k}\frac{\partial g^{jk}}{\partial x^j}.$$

Les équations (I) et (II′) sont un système elliptique quasi linéaire pour les inconnues G^{00}, V^i où les deuxièmes membres ne contiennent que les dérivées des inconnues d'ordre $\leqq 1$. Un tel système peut être résolu par approximations successives dans un domaine convenable avec des données frontières régulières. Il correspondra à ces fonctions G^{00}, V^i une solution du problème des conditions initiales si les φ^{ij} sont tels que :

1° $(\partial/\partial x^j)Q^{ij}=0$: la solution générale de ces équations est donnée localement par la formule classique de l'analyse vectorielle à trois dimensions (Q^{ij} $j^{\text{ième}}$ composante du rotationnel d'un vecteur arbitraire $\vec{u}^{(i)}$).

2° Le deuxième membre de (6) est symétrique en i et en j : cette condition s'exprime, V^i étant donné, par trois équations du premier ordre pour les composantes des $\vec{u}^{(i)}$. Leur écriture montre qu'on peut choisir arbitrairement 6 d'entre elles. Les trois autres sont déterminées par une quadrature.

Une méthode analogue s'applique pour la théorie de Maxwell-Einstein avec potentiel vecteur ou la théorie unitaire de Jordan-Thiry.

(*) Séance du 14 octobre 1957.

(1) Les indices grecs varient de 0 à 3, les indices latins de 1 à 3.

(2) G. Darmois, *Équations de la gravitation einsteinienne* (*Mém. Sc. Math.*, 1927).

(3) A. Lichnerowicz, *Les théories relativistes de la gravitation et de l'électromagnétisme*, Masson, 1955; A. Lichnerowicz, *J. Math. pures et appl.*, 23, 1944; Y. Fourès-Bruhat, *Acta Math.*, 1952; Y. Fourès-Bruhat, *J. Rat. Mech.*, 1956; F. Hennequin, *Thèse*, Paris, 1956.

RELATIVITÉ. — *Champ électromagnétique singulier complètement intégrable.*

Note (*) de M. **Louis Mariot**, présentée par M. Georges Darmois.

Nous établissons les expressions des composantes du tenseur électromagnétique singulier complètement intégrable en fonction des composantes du vecteur fréquence-nombre d'ondes $\vec{\lambda}$ et de l'équation locale des variétés caractéristiques des équations de Maxwell.

1. En un point (x^α) de l'espace-temps de Minkowski, J. L. Synge (1) a montré que les composantes $F_{\alpha\beta}$ du champ électromagnétique singulier peuvent s'exprimer par les formules :

$$F_{\alpha\beta}=(\lambda_\alpha A_\beta-\lambda_\beta A_\alpha)\cos\theta, \tag{1}$$

λ_α sont les composantes du vecteur fréquence-nombre d'ondes $\vec{\lambda}$, A_α celles d'un vecteur orthogonal à $\vec{\lambda}$, tandis que θ est une fonction du produit $\lambda_\alpha x^\alpha$ appelée fonction de phase.

Nous proposant d'étendre le formalisme précédent à la Relativité générale, considérons dans un domaine D de la variété riemannienne espace-temps V_4 (2),

un champ électromagnétique singulier complètement intégrable ([3]). S'imposer un tel champ, c'est se fixer :

1° *Des données ponctuelles.* — En tout point de D on se donne un vecteur $\vec{\lambda}$ isotrope (vecteur fréquence nombre d'ondes), un scalaire π^2 et une forme F antisymétrique singulière dont la direction propre isotrope est la direction de $\vec{\lambda}$ et telle que la valeur P des composantes non nulles F_{10}, F_{31} dans un repère spécial S_F associé à F soit donnée par $P^2 = \pi^2(\lambda_0)^2$.

2° *Des données différentielles.* — Le champ de 3-plans $\varphi \equiv \lambda_\alpha dx^\alpha = 0$ est complètement intégrable et F satisfait aux équations de Maxwell $dF = 0$, $d^\star F = 0$. Alors, en tout point x de D est défini à un scalaire constant additif près, le scalaire $\theta(x^\alpha)$ tel que $\lambda_\alpha = \partial_\alpha \theta$. $\theta(x^\alpha) = \text{const.}$ est l'équation locale de la variété caractéristique des équations de Maxwell passant par x et admettant $\varphi = 0$ comme 3-plan tangent en x. Il en résulte $\nabla_\alpha \lambda_\beta = \nabla_\beta \lambda_\alpha$. En repère $S_F\left[\vec{\lambda}(\lambda^0, 0, 0, \lambda^3 = \lambda^0)\right]$ ces six conditions s'expriment par

$$(2)\quad \left\{\begin{array}{lll}
a. & \nabla_1 \lambda_0 - \nabla_0 \lambda_1 = \partial_1 \lambda^0 + \lambda^0(\gamma_{100} + \gamma_{130} + \gamma_{301}) & = 0, \\
b. & \nabla_2 \lambda_0 - \nabla_0 \lambda_2 = \partial_2 \lambda^0 + \lambda^0(\gamma_{200} + \gamma_{230} + \gamma_{302}) & = 0, \\
c. & \nabla_3 \lambda_0 - \nabla_0 \lambda_3 = (\partial_0 + \partial_3)\lambda^0 + a.\lambda^0 & = 0, \\
d. & \nabla_1 \lambda_2 - \nabla_2 \lambda_1 = \gamma_{201} + \gamma_{231} - \gamma_{102} - \gamma_{132} & = 0, \\
e. & \nabla_3 \lambda_1 - \nabla_1 \lambda_3 = \partial_1 \lambda^0 + \lambda^0(\gamma_{301} - \gamma_{103} - \gamma_{133}) & = 0, \\
f. & \nabla_3 \lambda_2 - \nabla_2 \lambda_3 = \partial_2 \lambda^0 + \lambda^0(\gamma_{302} - \gamma_{203} - \gamma_{233}) & = 0.
\end{array}\right.$$

Ces relations conduisent aux trois conditions nécessaires et suffisantes de complète intégrabilité du champ de 3-plans $\varphi = 0$:

$$d = \gamma_{100} + \gamma_{103} + \gamma_{130} + \gamma_{133} = 0, \qquad e = \gamma_{200} + \gamma_{203} + \gamma_{230} + \gamma_{233} = 0,$$
$$\gamma_{102} + \gamma_{132} = \gamma_{201} + \gamma_{231}.$$

Écrivons dans le même repère S_F, les huit équations de Maxwell, il vient

$$(3)\quad \left\{\begin{array}{lll}
a. & \nabla_\alpha F^{\alpha 0} = -\partial_1 P - P(\gamma_{301} - \gamma_{103} - \gamma_{122} - \gamma_{133}) & = 0, \\
b. & \nabla_\alpha F^{\alpha 1} = (\partial_0 + \partial_3) P + P(a - c) & = 0, \\
c. & \nabla_\alpha F^{\alpha 2} = P(\gamma_{201} + \gamma_{231} + \gamma_{120} + \gamma_{123}) & = 0, \\
d. & \nabla_\alpha F^{\alpha 3} = -\partial_1 P - P(\gamma_{301} + \gamma_{100} + \gamma_{130} + \gamma_{122}) & = 0, \\
e. & \nabla^\star_\alpha F^{\alpha 0} = \partial_2 P + P(\gamma_{302} - \gamma_{203} - \gamma_{211} - \gamma_{233}) & = 0, \\
f. & \nabla^\star_\alpha F^{\alpha 1} = P(\gamma_{102} + \gamma_{132} - \gamma_{120} - \gamma_{123}) & = 0, \\
g. & \nabla^\star_\alpha F^{\alpha 2} = (\partial_0 + \partial_3) P + P(a - b) & = 0, \\
h. & \nabla^\star_\alpha F^{\alpha 3} = \partial_2 P + P(\gamma_{230} + \gamma_{302} + \gamma_{200} - \gamma_{211}) & = 0.
\end{array}\right.$$

Bref, se donner dans D un champ singulier complètement intégrable $\left(\vec{\lambda}, \pi^2, P\right)$ impose aux coefficients de Ricci associés aux repères S_F les relations

$$d = 0, \qquad e = 0, \qquad b = c, \qquad \gamma_{102} + \gamma_{132} = \gamma_{201} + \gamma_{231} = \gamma_{120} + \gamma_{123} = 0.$$

2. Montrons qu'on peut exprimer les composantes $F_{\alpha\beta}$ d'un tel champ par

les formules

$$F_{\alpha\beta} = (\lambda_\alpha A_\beta - \lambda_\beta A_\alpha)\cos\theta, \tag{4}$$

le vecteur $\vec{A}(A_\alpha)$ étant orthogonal au vecteur $\vec{\lambda}$. Il est visible que $F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta} = 0$, $F_{\alpha\beta}{}^{\star}F^{\alpha\beta} = 0$. La détermination en repère S_F des composantes A_α en fonction des « données » P, λ, θ conduit à

$$P = A^1\lambda^0\cos\theta, \qquad A^0 = A^3, \qquad A^2 = 0. \tag{5}$$

Les expressions (4) en tenant compte des valeurs (5) doivent vérifier les équations de Maxwell $\nabla_\alpha{}^{\star}F^{\alpha\beta} = 0$, $\nabla_\alpha F^\alpha{}_\beta = 0$, la vérification se faisant évidemment en repère S_F.

3. Les équations $\nabla_\alpha{}^{\star}F^{\alpha\beta} = 0$ peuvent s'écrire

$$K_{\alpha\beta\gamma} \equiv \nabla_\alpha F_{\beta\gamma} + \nabla_\beta F_{\gamma\alpha} + \nabla_\gamma F_{\alpha\beta} = 0. \tag{6}$$

A l'aide de (4) évaluons les $K_{\alpha\beta\gamma}$ en fonction de λ_α, A_α, $\cos\theta$:

$$K_{\alpha\beta\gamma} \equiv [\lambda_\alpha(\nabla_\beta A_\gamma - \nabla_\gamma A_\beta) + \lambda_\beta(\nabla_\gamma A_\alpha - \nabla_\alpha A_\gamma) + \lambda_\gamma(\nabla_\alpha A_\beta - \nabla_\beta A_\alpha)]\cos\theta. \tag{7}$$

En repère S_F, nous devons avoir

$$\left\{\begin{array}{l} a.\ K_{123} \equiv \nabla^{\star}_\alpha F^{\alpha 0} = (\nabla_1 A_2 - \nabla_2 A_1)\lambda^0\cos\theta = 0, \\ b.\ K_{032} \equiv \nabla^{\star}_\alpha F^{\alpha 1} = (\nabla_2 A_3 - \nabla_3 A_2 - \nabla_0 A_2 + \nabla_2 A_0)\lambda^0\cos\theta = 0, \\ c.\ K_{013} \equiv \nabla^{\star}_\alpha F^{\alpha 2} = (\nabla_1 A_3 - \nabla_3 A_1 - \nabla_0 A_1 + \nabla_1 A_0)\lambda^0\cos\theta = 0, \\ d.\ K_{012} \equiv \nabla^{\star}_\alpha F^{\alpha 3} = (\nabla_1 A_2 - \nabla_2 A_1)\lambda^0\cos\theta = 0. \end{array}\right. \tag{8}$$

(8 a) et (8 d) étant identiques, il ne reste que trois équations à vérifier ce qui ne présente aucune difficulté : par exemple K_{123}, en tenant compte de (2 d) s'écrit $K_{123} = (\partial_2 A^1 - \gamma_{211} . A^1)\lambda^0\cos\theta$; or, en remplaçant P par $A^1\lambda^0\cos\theta$ dans (3 e) et grâce à $e = 0$ et à (2 b) on aboutit à $K_{123} = 0$.

4. Quant aux équations $\nabla_\alpha F^\alpha{}_\beta = 0$, nous les mettons sous la forme :

$$G_\beta \equiv (\lambda^\alpha\nabla_\alpha A_\beta + \lambda^\alpha\nabla_\beta A_\alpha - \lambda_\beta\nabla_\alpha A^\alpha + A_\beta\nabla_\alpha\lambda^\alpha)\cos\theta = 0 \tag{9}$$

c'est-à-dire en repère S_F :

$$\begin{aligned} G_\beta \equiv \{ & \lambda^0(\partial_0 + \partial_3)A_\beta - \lambda^0 A^0(\gamma_{\beta 00} + \gamma_{\beta 03} + \gamma_{\beta 30} + \gamma_{\beta 33}) \\ & - \lambda^0 A^1(\gamma_{\beta 10} + \gamma_{\beta 13}) + \lambda^0 A^1(\gamma_{10\beta} + \gamma_{13\beta}) \\ & - \lambda_\beta[(\partial_0 + \partial_3)A^0 + \partial_1 A^1 + A^0(a - b - c) + A^1(\gamma_{100} - \gamma_{122} - \gamma_{133})] \\ & - A_\beta(b + c)\lambda^0\}\lambda^0\cos\theta = 0. \end{aligned} \tag{10}$$

Les quatre égalités (10) se vérifient facilement en tenant compte des relations (2) et (3). Remarquons qu'ici encore $G_0 = 0$ entraîne $G_3 = 0$.

(*) Séance du 14 octobre 1957.

(1) *Relativity, the special theory*, North-Holland publishing company, Amsterdam, 1956.

(2) A. Lichnerowicz, *Théories relativistes de la gravitation et de l'électromagnétisme*, Masson, Paris, 1955, dont nous prenons les notations.

(3) L. Mariot, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 175.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Diffusion inélastique des nucléons rapides par les noyaux légers. Influence du potentiel complexe.* Note (*) de Mme **Pierrette Benoist**, MM. **Claude Marty** et **Philippe Meyer**, présentée par M. Louis de Broglie.

La section efficace différentielle de diffusion inélastique des protons de 90 et 185 MeV, avec excitation du niveau à 4,43 MeV du ^{12}C a été calculée en tenant compte de l'influence d'un potentiel moyen complexe sur l'onde du proton incident. Entre 10 et 50° la forme de la distribution angulaire est très peu modifiée par rapport à l'approximation de Born.

Dans un travail précédent ([1]), nous avons étudié, en approximation de Born, la distribution angulaire des protons d'une centaine de MeV diffusés inélastiquement par les noyaux légers. En particulier nous avons calculé la section efficace différentielle pour l'excitation du niveau à 4,43 MeV du ^{12}C. La comparaison des résultats théoriques et expérimentaux fait apparaître un accord satisfaisant qui confirme la validité du modèle d'interaction directe pour décrire la réaction étudiée. Toutefois un calcul plus exact doit tenir compte du fait que l'onde du nucléon incident est diffusée par l'ensemble du noyau et en partie absorbée pour donner lieu à d'autres réactions. Pour simuler cet effet nous avons calculé la section efficace différentielle en remplaçant, dans l'élément de matrice $\mathcal{M}$ de l'approximation de Born, les ondes planes initiales et finales par les solutions $\varphi_0^+(\vec{r}_0)$ et $\varphi_f^-(\vec{r}_0)$ du problème de diffusion dans un potentiel complexe $U = U_r + iU_i$ (ondes distordues). En utilisant les mêmes notations que dans ([1]), on a

$$(1) \qquad \mathcal{M} = \left\langle F\varphi_f^-(\vec{r}_0) \left| \sum_{i=1}^{A} V_i \right| I\varphi_0^+(\vec{r}_0) \right\rangle,$$

$\varphi_0^+(\vec{r}_0)$ a comme condition aux limites une onde plane plus une onde divergente, $\varphi_f^-(\vec{r}_0)$ une onde plane plus une onde convergente. Pour pouvoir effectuer sans l'aide de machines électroniques les calculs numériques nous avons dû faire certaines approximations. *a.* nous avons calculé les fonctions $\varphi(\vec{r}_0)$ par la méthode de L. I. Schiff ([2]) valable à grande énergie et pour de petits angles de diffusion.

$$(2) \qquad \varphi_0^+(\vec{r}_0) = e^{i\vec{k}\vec{r}_0} e^{-\frac{2k}{i}\int_{-\infty}^{z_0} U(x_0 y_0 z')\,dz'}$$

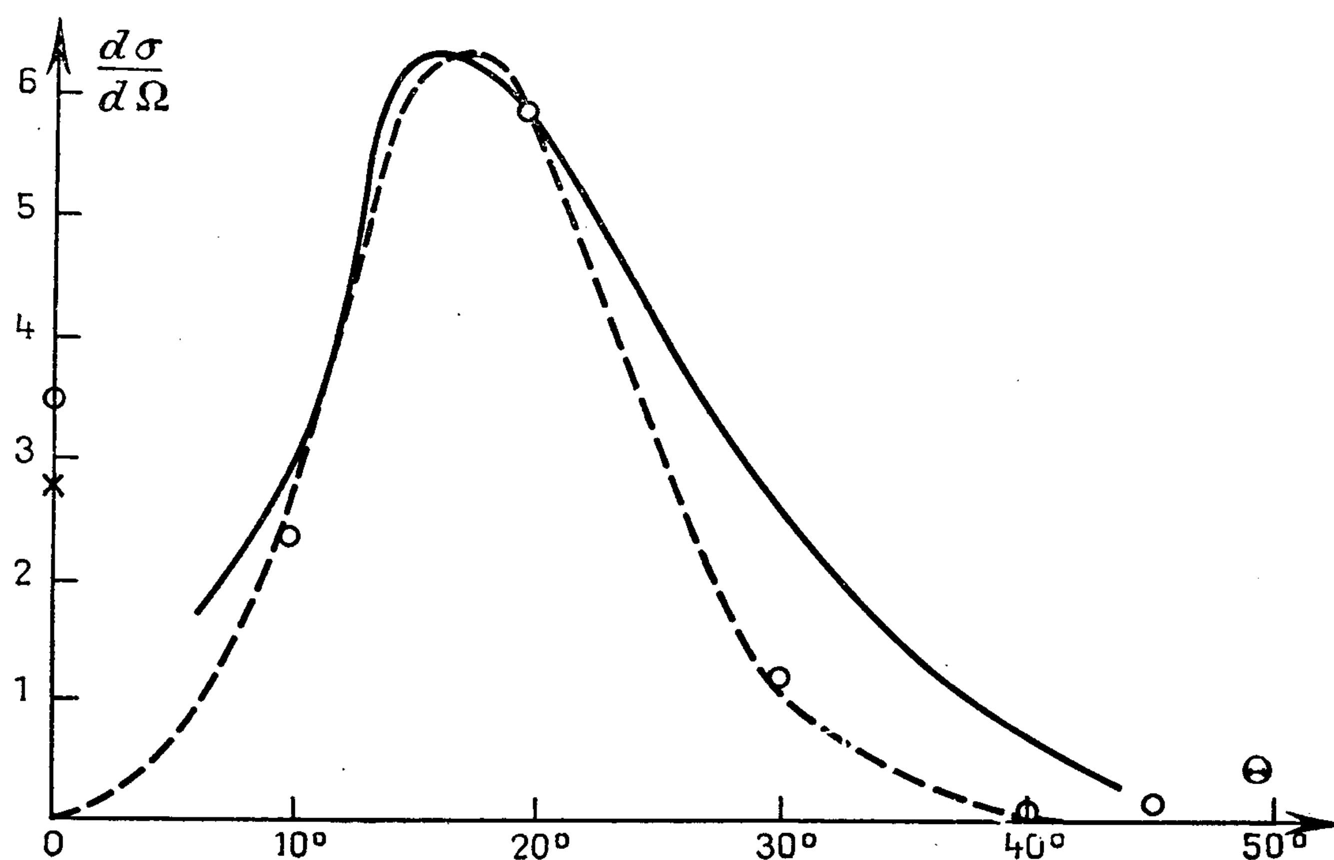
dans un système d'axes ayant $\vec{k}$ comme axe Oz. Pour un potentiel complexe ayant la forme d'un puits carré de rayon R on obtient

$$(3) \qquad \begin{cases} \varphi_0^+(\vec{r}_0) = e^{i\vec{k}\vec{r}_0} & \text{pour} \quad \rho_0 \geqq R \quad \text{et} \quad \rho_0 < R,\ \rho_0^2 + z_0^2 \geqq R^2, \quad z_0 < 0 \\ \quad = e^{i\left(1-\frac{U}{2k^2}\right)\vec{k}\vec{r}_0} e^{-i\frac{U}{2k}\sqrt{R^2-\rho_0^2}} & \text{pour} \quad \rho_0^2 + z_0^2 < R^2, \\ \quad = e^{i\vec{k}\vec{r}_0} e^{-i\frac{U}{2k}\sqrt{R^2-\rho_0^2}} & \text{pour} \quad \rho_0 < R,\ \rho_0^2 + z_0^2 \geqq R^2, \quad z_0 > 0; \end{cases}$$

où $\vec{r}_0$ est représenté par ses coordonnées cylindriques ρ_0, z_0, φ_0 dans un système d'axes ayant $\vec{k}$ comme axe Oz. $\varphi_f^-(\vec{r}_0)$ s'obtient en remplaçant dans (2), $\vec{k}$ par $-\vec{k}'$ et en prenant la quantité complexe conjuguée. Pour un puits carré l'expression de $\varphi_f^-(\vec{r}_0)$ est similaire à (3), mais il est essentiel de remarquer que la formule ainsi obtenue est valable dans un système où maintenant $\vec{k}'$ est l'axe des z. Si l'on transforme φ^+ et φ^- dans un même système d'axes il n'est plus possible d'effectuer numériquement l'intégration (1). Pour cette raison (approximation b) nous avons remplacé dans (1) le produit $\varphi_f^{-*}(\vec{r}_0)\,\varphi_0^+(\vec{r}_0)$ par l'expression approchée

$$e^{-i\vec{k}'\vec{r}_0}\,\varphi_0^+(\vec{r}_0) + e^{i\vec{k}\vec{r}_0}\,\varphi_f^{-*}(\vec{r}_0) - e^{i(\vec{k}-\vec{k}')\vec{r}_0},$$

obtenue en ne conservant que les termes qui font intervenir linéairement les corrections à l'approximation de Born. D'autre part, la présence dans (1) des fonctions d'onde I et F des états stationnaires du noyau cible implique que la contribution essentielle à l'intégrale provient de la région intérieure au noyau.



Pour cette raison (approximation c) nous avons calculé l'intégrale (1) dans la région $\rho_0 < R$ en prenant pour $\varphi_0^+(\vec{r}_0)$ et $\varphi_f^-(\vec{r}_0)$ dans tout le cylindre leur expression à l'intérieur de la sphère de rayon R. Pour estimer l'erreur causée par les approximations b et c, nous avons fait le calcul exact à 0° $(\vec{k}\,//\,\vec{k}')$ en conservant seulement l'approximation a. On a choisi pour l'interaction nucléon-nucléon un potentiel Gaussien de paramètres $(mV)/\hbar^2 = 0{,}765.10^{26}\ \text{cm}^{-2}$ et $a_0^2 = 3{,}16.10^{-26}\ \text{cm}^2$ [3]. Les fonctions I et F du modèle à particules indépendantes utilisées sont les mêmes que dans [1]. Dans le cas du C^{12} on a

pris $R = 3{,}52 . 10^{-13}$ cm et pour une énergie incidente de 185 MeV, $U_r = -15$ MeV, $U_i = -18$ MeV.

Sur la figure ci-contre sont indiquées : en trait plein la distribution angulaire expérimentale [4] des protons de 185 MeV ayant excité le niveau à 4,43 MeV du ^{12}C, en trait pointillé, la section efficace différentielle correspondante calculée en approximation de Born, par des cercles les valeurs obtenues dans le calcul avec ondes distordues, et par une croix la valeur à 0° sans les approximations *b* et *c*. La normalisation est arbitraire : on a égalé les valeurs de $d\sigma/d\Omega$ à 20° pour les trois ensembles de résultats. Les valeurs absolues sont données par le tableau suivant :

	Expérience [4].	Born		Ondes distordues	
		α.	β.	α.	β.
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (20°) (mb.ster^{-1})...	5,8	11,5	31,7	2,95	8,10

α et β correspondent respectivement aux deux cas de couplage *jj* et LS pour les états I et F. Les résultats précédents montrent que les approximations *b* et *c* entraînent une erreur d'environ 20 % mais il est possible de montrer que cette erreur doit diminuer quand l'angle de diffusion augmente. Comparée à l'approximation de Born, la distorsion de l'onde incidente par le potentiel complexe a pour effet de diminuer la valeur absolue de la section efficace mais ne change pratiquement pas la distribution angulaire entre 10 et 50° ; la courbe passerait par un minimum entre 0 et 10°. Toutefois, dans cette région, il faudrait probablement tenir compte aussi, dans la distorsion, du potentiel coulombien.

Les mêmes calculs ont été faits également pour l'excitation du niveau à 4,43 MeV du ^{12}C par des protons de 90 MeV (expériences de Harvard [5]), avec $U_r = -20$ MeV et $U_i = -17$ MeV. Le calcul exact à 0° indique une erreur beaucoup plus importante qu'à 185 MeV, suggérant que les approximations *b* et *c* seraient dans ce cas moins justifiées. Toutefois, entre 10 et 50°, la forme de la distribution angulaire diffère très peu de celle obtenue en approximation de Born. A 90 MeV la valeur absolue de $d\sigma/d\Omega$ à 20° est environ 2,8 fois plus grande qu'à 185 MeV ce qui est en accord avec les résultats expérimentaux.

Un meilleur accord entre les résultats théoriques et expérimentaux devrait pouvoir être obtenu, en restant dans le cadre de l'approximation de Born, mais en jouant sur la forme de l'interaction nucléon-nucléon et des fonctions d'onde I et F.

(*) Séance du 7 octobre 1957.

(1) P. Benoist, C. Marty et P. Meyer, *Comptes Rendus*, **244**, 1957, p. 1893.
(2) *Phys. Rev.*, **103**, 1956, p. 443.
(3) J. D. Jackson et J. M. Blatt, *Rev. Mod. Phys.*, **22**, 1950, p. 77.
(4) H. Tyren et al., *Nuclear Physics*, (sous presse).
(5) K. Strauch et F. Titus, *Phys. Rev.*, **103**, 1956, p. 200.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Étude de la goutte de Bohm et Vigier en relation avec le formalisme hydrodynamique de Dirac-Takabayasi.* Note (*) de M. **Francis Halbwachs**, présentée par M. Louis de Broglie.

On introduit une restriction dans le mouvement de la goutte de Bohm et Vigier pour retrouver l'expression des densités de valeurs moyennes de Dirac. On obtient ainsi une classe particulière de mouvements pour lesquels le module du spin de la goutte est constant au cours du temps. On donne l'expression de la variation de la masse d'inertie de Weyssenhoff.

Dans une précédente Note ([1]) nous avons indiqué quelques particularités du mouvement d'une goutte relativiste de fluide classique, et en particulier nous avons donné l'expression du vecteur d'univers reliant le « centre de matière » de la goutte à un « centre de gravité » qui est au repos dans un référentiel particulier, invariable au cours du temps, le « référentiel d'inertie ».

Nous allons maintenant restreindre la généralité du mouvement en faisant l'hypothèse que le spin s_μ est colinéaire au vecteur $\dot{t}_\mu$ ou, ce qui revient au même, au vecteur Q_μ reliant au centre de matière un troisième point remarquable de la goutte, le « centre de masse ». Cette hypothèse présente un double intérêt :

D'une part, elle correspond à un type de mouvement vers lequel tend en moyenne le mouvement d'une structure tourbillonnaire stable telle que celles qu'à étudiées Poincaré ([2]).

D'autre part, elle nous conduit à un formalisme présentant de nombreux points communs avec la représentation hydrodynamique de l'équation de Dirac ([3]). En effet, si nous l'exprimons en posant

$$s_\mu = \sigma_\mu \cos A \qquad \text{et} \qquad t_\mu = \sigma_\mu \sin A \qquad (\sigma_\mu U_\mu = 0),$$

l'expression du moment angulaire propre ([4]) devient

$$S_{\mu\nu} = \frac{i\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\, u_\alpha \sigma_\beta \cos A + (u_\mu \sigma_\nu - u_\nu \sigma_\mu) \sin A}{c} \tag{1}$$

et son dual

$$\bar{S}_{\mu\nu} = \frac{i\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\, u_\alpha \sigma_\beta \sin A - (u_\mu \sigma_\nu - u_\nu \sigma_\mu) \cos A}{c} \tag{2}$$

formules dans lesquelles nous reconnaissons deux des identités de Pauli-Koffinck ([5]), si l'on assimile $S_{\mu\nu}$, σ_μ, u_μ respectivement aux densités de valeurs moyennes pour le moment angulaire, le spin, et le courant, et si l'on définit l'angle A à partir des deux invariants de Dirac par $\operatorname{tg} A = \Omega_2/\Omega_1$.

Il est naturel de chercher à constituer un fluide de Dirac-Takabayasi au moyen de gouttes de Bohm-Vigier assujetties à cette condition et soumises en outre à des tensions internes convenables. C'est dans ce but que nous étudierons spécialement ce cas.

On peut facilement, à partir de (1) et (2) et en utilisant l'expression des produits contractés des symboles de Levi Civita, calculer les produits

$$S_{\mu\nu}S_{\mu\lambda} = \sigma_0^2\left[\delta_{\lambda\nu}\cos^2 A + \frac{u_\lambda u_\nu}{c^2} - \frac{\sigma_\lambda \sigma_\nu}{\sigma_0^2}\right],$$

$$S_{\mu\nu}\overline{S}_{\mu\lambda} = \frac{1}{2}\delta_{\lambda\nu}\sigma_0^2 \sin 2A$$

(en posant $\sigma_\mu \sigma_\mu = \sigma_0^2$). Ce sont encore deux identités de Pauli-Koffinck [5]. En les contractant, il vient

$$S_{\mu\nu}S_{\mu\nu} = 2\sigma_0^2 \cos 2A, \qquad S_{\mu\nu}\overline{S}_{\mu\nu} = \sigma_0^2 \sin 2A,$$

formules à comparer avec celles données par Karpman et Raman pour le cas général [4].

On peut tirer de la formule générale pour $\dot{s}_\mu$ [4] :

$$(3) \qquad \dot{s}_\mu = \frac{i\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}u_\nu \dot{u}_\alpha \sigma_\beta \sin A + u_\mu(\sigma_\nu \dot{u}_\nu \cos A)}{c^2}.$$

D'où l'on tire

$$(4) \qquad \dot{s}_\mu \dot{u}_\mu = 0 \qquad \text{et} \qquad \dot{s}_\mu t_\mu = 0,$$

(formules déjà trouvées par Karpman et Raman), et de plus :

$$(5) \qquad \dot{s}_\mu s_\mu = 0.$$

Cette dernière relation montre que le module du spin $s_0^2 = s_\mu s_\mu = \sigma_0^2 \cos^2 A$ est *constant*.

Par analogie, on peut calculer $\dot{t}_\mu$ en dérivant la relation $S_{\mu\nu}u_\nu = ct_\mu$ et en tenant compte de $\dot{S}_{\mu\nu} = g_\mu u_\nu - g_\nu u_\mu$ et de $\mu_0 c^2 = -g_\mu u_\mu$. Il vient

$$\dot{t}_\mu = c(\mu_0 u_\mu - g_\mu) + \frac{S_{\mu\nu}\dot{u}_\nu}{c}$$

ou, en introduisant « l'impulsion transversale » [6] orthogonale à u_μ : $p_\mu = \mu_0 u_\mu - g_\mu$ et en tenant compte de (1) :

$$(6) \qquad \dot{t}_\mu = cp_\mu + \frac{i\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\dot{u}_\nu u_\alpha \sigma_\beta \cos A + u_\mu(\sigma_\nu \dot{u}_\nu \sin A)}{c^2}.$$

En contractant par s_μ les termes entre crochets disparaissent et il reste

$$\dot{t}_\mu s_\mu = cp_\mu s_\mu.$$

Or $t_\mu = s_\mu \operatorname{tg} A$, soit

$$(7) \qquad \dot{t}_\mu = \dot{s}_\mu \operatorname{tg} A + \frac{s_\mu \dot{A}}{\cos^2 A},$$

d'où $\dot{t}_u s_\mu = s_0^2 \dot{A}/\cos^2 A = \sigma_0^2 \dot{A}$ d'après (5); on a donc en définitive :

$$(8) \qquad \boxed{\dot{A} = \frac{cp_\mu s_\mu}{\sigma_0^2}}$$

ce qui détermine la variation de l'angle A en fonction des deux invariants σ_0^2 et $p_\mu s_\mu$

Enfin, si nous contractons (6) par $\dot u_\mu$, les termes entre crochets disparaissent encore et il reste

$$\dot t_\mu \dot u_\mu = c p_\mu \dot u_\mu = - c g_\mu \dot u_\mu.$$

Or $g_\mu \dot u_\mu$ est la dérivée de $g_\mu u_\mu$ (puisque $\dot g_\mu = 0$), c'est-à-dire de $-\mu_0 c^2$. D'où finalement

$$\dot\mu_0 c^3 = \dot t_\mu \dot u_\mu,$$

formule valable dans le cas général où s_μ et t_μ ne sont pas colinéaires. Ici, nous pouvons en outre utiliser les relations (7) et (8), d'où, en tenant compte de (4) :

$$\dot\mu_0 c^3 = \frac{s_\mu \dot u_\mu \dot A}{\cos^2 A} = \frac{s_\mu \dot u_\mu c s_\nu p_\nu}{\sigma_0^2 \cos^2 A}$$

ou finalement

$$\boxed{\dot\mu_0 c^2 = \frac{\sigma_\mu \dot u_\mu \sigma_\nu p_\nu}{\sigma_0^2}.} \tag{9}$$

Ainsi, la masse d'inertie μ_0 de Weyssenhoff, dont nous avons donné précédemment une interprétation ([1]), varie en général au cours du temps. Le cas étudié par J. V. Weyssenhoff ([7]) ($t_\mu = 0$) correspond évidemment à $\sin A = 0$. Mais l'égalité (9) suggère d'autres cas où la masse peut être constante, sans que les conditions imposées soient aussi sévères que celle de Weyssenhoff.

(*) Séance du 7 octobre 1957.

([1]) F. Halbwachs, *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 1298.

([2]) Bohm et Vigier, article à paraître prochainement dans la *Physical Review*.

([3]) Takabayasi, *Nuovo Cimento*, **3**, février 1956, p. 233.

([4]) Karpman et Raman, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1284.

([5]) G. Petiau, *J. Math. pures et appl.*, **26**, fasc. 1, 1947.

([6]) F. Halbwachs, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1022 et 1098.

([7]) *Acta Phys. Pol.*, **9**, 1947, p. 8.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Limite non relativiste de la représentation hydrodynamique de l'équation de Dirac.* Note (*) de M. **Pierre Hillion**, présentée par M. Louis de Broglie.

On établit l'équivalence entre la limite non relativiste de la représentation hydrodynamique de l'équation de Dirac et celle de l'équation de Pauli.

1. La représentation hydrodynamique est basée sur l'idée que l'électron comporte à la fois un aspect étendu et corpusculaire. L'aspect étendu est équivalent à un fluide décrit par la fonction ψ. Ce fluide est assimilable à un fluide

de toupies microscopiques liées par des tensions d'un type nouveau et doté d'une densité de moment cinétique interne S_μ et d'une charge de vitesse unitaire u_μ, donc :

a. ψ satisfait à une équation d'onde linéaire;

b. l'aspect corpusculaire suit une ligne de courant et tourne comme les toupies qui l'entourent;

c. un ensemble de tels aspects corpusculaires est nécessairement distribué avec la densité $\rho = |\psi|^2$.

Ce fluide, doté d'agitation chaotique, renferme donc des inhomogénéités se déplaçant avec la vitesse locale du fluide même pendant les fluctuations.

2. Les équations hydrodynamiques équivalentes à l'équation de Dirac sont ([1]), ([2]) :

(1) $$\partial_\mu(\mathrm{D}u_\mu) = 0 \qquad \text{(conservation de la charge)},$$

(2) $$\partial_\mu(\mathrm{D}S_\mu) + 2\chi \mathrm{D} \sin\eta = 0 \qquad \text{(non-conservation du spin)},$$

(3) $$u_\nu \partial_\nu S_\mu = S_\nu(\partial_\nu u_\mu - \partial_\mu u_\nu) + i\varepsilon_{\mu\nu\rho\lambda} u_\nu S_\rho \partial_\lambda \eta \qquad \text{(mouvement du spin)},$$

(4) $$k_\mu = u_\mu \cos\eta + \frac{1}{2\chi}\left\{(u_\mu S_\nu - u_\nu S_\mu)\,\partial_\nu \eta - \frac{i}{\mathrm{D}}\varepsilon_{\mu\alpha\beta\gamma}\partial_\alpha(\mathrm{D}u_\beta S_\gamma)\right\} \qquad \text{(impulsion)},$$

(5) $$\mathrm{T}_{\mu\nu} = c\mathrm{D}\left\{mck_\mu u_\nu + \frac{\hbar}{2}(\partial_\mu \eta S_\nu + i\varepsilon_{\nu\alpha\beta\gamma} u_\alpha S_\beta \partial_\mu u_\gamma)\right\} \qquad \begin{pmatrix}\text{Tenseur énergie-quantité}\\ \text{de mouvement}\end{pmatrix},$$

(6) $$\left\{\begin{array}{l}\partial_\mu k_\nu - \partial_\nu k_\mu = -\dfrac{i}{2\chi}\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} u_\alpha S_\beta(\partial_\mu u_\gamma \partial_\nu u_\delta - \partial_\mu S_\gamma \partial_\nu S_\delta) - \dfrac{e}{mc^2}\mathrm{F}_{\mu\nu} \\ \qquad\qquad \text{(identités cinématiques)},\end{array}\right.$$

où

$$\mathrm{D}^2 = (\bar\psi\psi)^2 + (i\bar\psi\gamma_5\psi)^2, \qquad \mathrm{tg}\,\eta = \frac{i\bar\psi\gamma_5\psi}{\bar\psi\psi}, \qquad \chi = \frac{mc}{\hbar},$$

$$u_\mu = \frac{1}{\mathrm{D}} i\bar\psi\gamma_\mu\psi, \qquad S_\mu = \frac{1}{\mathrm{D}} i\bar\psi\gamma_5\gamma_\mu\psi, \qquad \mathrm{F}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathrm{A}_\nu - \partial_\nu \mathrm{A}_\mu,$$

avec les relations

$$u_\mu u_\mu = -1, \qquad S_\mu S_\mu = 1, \qquad u_\mu S_\mu = 0.$$

3. Définition de la limite non relativiste l'on a

$$x_1 = x, \qquad x_2 = y, \qquad x_3 = z, \qquad x_4 = ict,$$

$$v_p = c\frac{u_p}{u_0}, \qquad u_0 = \frac{u_4}{i} = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \cong 1 + \frac{v^2}{2c^2} \cong 1,$$

$$\rho = \mathrm{D}u_0 \cong \mathrm{D},$$

$$s_p = \frac{S_p}{u_0}, \qquad S_0 = \frac{S_4}{i} = \frac{u_0}{c}\vec{s}.\vec{v},$$

$$\mathrm{A}_\mu = (\mathrm{A}_p, \mathrm{A}_4), \qquad \mathrm{A}_4 = i\mathrm{V} \qquad \text{(V potentiel scalaire)}.$$

4. La limite non relativiste des équations (1) à (6) est obtenue en y éliminant les infiniment petits en $1/c$. On effectue ensuite les changements de variables suivants :

— η est tiré de l'équation (2) qui se trouve donc éliminée;

— on pose $\vec{v}_1 = \vec{v} - (\hbar/2m\rho)\vec{\nabla} \wedge \overrightarrow{\rho s}$;

— on introduit les angles d'Euler θ, φ, ψ.

Il vient finalement le jeu d'équations :

(7) $$\vec{v} = -\frac{1}{m}\left\{\frac{\hbar}{2}\left(\overrightarrow{\nabla\psi} + \cos\theta\,\overrightarrow{\nabla\varphi}\right) + \frac{e}{c}\mathrm{A}\right\} \qquad \text{(vitesse)},$$

(8) $$w = \frac{1}{2}mv_1^2 + e\mathrm{V} - \frac{\hbar^2}{2m}\frac{\Delta\sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}} + \frac{\hbar^2}{8m}\left\{\left(\overrightarrow{\nabla\theta}\right)^2 + \sin^2\theta\left(\overrightarrow{\nabla\varphi}\right)^2\right\} - \frac{e\hbar}{2mc}\vec{s}\,.\vec{\mathrm{H}} \qquad \text{(énergie)},$$

(9) $$\left\{\begin{array}{l}\dfrac{d\cos\theta}{dt} = \dfrac{e}{mc}\dfrac{\partial}{\partial\varphi}\left(\vec{s}\,.\vec{\mathrm{H}}\right) + \dfrac{\hbar}{2m}\left\{\sin^2\theta\,\Delta\varphi + \sin 2\theta\,\overrightarrow{\nabla\theta}\,.\overrightarrow{\nabla\varphi} + \sin^2\theta\,\overrightarrow{\nabla\varphi}\,.\dfrac{\overrightarrow{\nabla\rho}}{\rho}\right\}\\ \qquad\qquad \text{(mouvement de } \theta),\end{array}\right.$$

(10) $$\left\{\begin{array}{l}\dfrac{d\varphi}{dt} = \dfrac{e}{mc}\dfrac{1}{\sin\theta}\dfrac{\partial}{\partial\theta}\left(\vec{s}\,.\vec{\mathrm{H}}\right) + \dfrac{\hbar}{2m}\left\{\dfrac{\overrightarrow{\Delta\theta}}{\sin\theta} + \dfrac{\overrightarrow{\nabla\rho}}{\rho}\,.\dfrac{\overrightarrow{\nabla\theta}}{\sin\theta} - \cos\theta\left(\overrightarrow{\nabla\varphi}\right)^2\right\}\\ \qquad\qquad \text{(mouvement de } \varphi),\end{array}\right.$$

(11) $$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \vec{\nabla}\,.\left(\rho\,\vec{v}_1\right) = 0 \qquad \text{(équation de continuité)},$$

(12) $$\frac{\hbar}{2}\vec{\nabla}\left(\frac{\partial\psi}{\partial t} + \cos\theta\,\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right) - \overrightarrow{\nabla w} = 0 \qquad \text{(équilibre des forces)},$$

(13) $$\mu\frac{dv_{1j}}{dt} = e\mathrm{E}_j + \frac{e}{c}\left(\vec{v}_1 \wedge \vec{\mathrm{H}}\right)_j + \frac{\hbar^2}{2m}\partial_j\left(\frac{\Delta\sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}}\right) + \frac{e\hbar}{2mc}\vec{s}\,.\partial_j\vec{\mathrm{H}}$$
$$- \frac{\hbar^2}{4m\rho}\partial_k\left(\rho\,\partial_i\vec{s}\,.\partial_k\vec{s}\right) \qquad \text{(accélération)},$$

(14) $$\left\{\begin{array}{l}\Theta_{ij} = m\rho v_{1i}v_{1j} + \dfrac{\hbar^2}{4m}\rho\,\partial_i\vec{s}\,.\partial_j\vec{s} + \dfrac{\hbar^2}{4m}\left(\dfrac{1}{\rho}\partial_i\rho\,\partial_j\rho - \partial_i\partial_j\rho\right)\\ \qquad \text{(tenseur énergie-quantité de mouvement)}.\end{array}\right.$$

Les équations (9) et (10) peuvent être bloquées en une seule

(15) $$\frac{d\vec{s}}{dt} = \vec{s} \wedge \frac{e}{mc}\vec{\mathrm{H}} + \frac{\hbar}{2m}\vec{s} \wedge \left[\Delta\vec{s} + \left(\frac{\overrightarrow{\nabla\rho}}{\rho}\,.\vec{\nabla}\right)\vec{s}\right].$$

5. Ces équations (7) à (15) prouvent l'identité complète entre la limite non relativiste de la représentation hydrodynamique de l'équation de Dirac et la représentation hydrodynamique de l'équation de Pauli [références ([3]), ([4])]. On trouve en plus la relation (12). Ces résultats généralisent un travail précédent d'Yvon ([5]).

(*) Séance du 14 octobre 1957.

([1]) Yvon, *J. Phys. Rad.*, **1**, 1940, série VIII.

([2]) Takabayasi, *Nuo. Cim.*, III, n° **2**.

([3]) Bohm, Schiller et Tiomno, paper A, *Nuo. Cim.*, supp., n° **1**, 1955.

([4]) Takabayasi, *Prog. of Theo. Phys.*, **14-4**, octobre 1955.

([5]) *Rev. Sci.*, **79**, 1940.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur une possible dissymétrie entre l'électron et le positon.* Note de M. **Bernard Jouvet**, présentée par M. Louis de Broglie.

Les méthodes habituelles de quantification des champs de fermions supposent un ensemble de postulats qui peuvent ne pas être tous nécessaires. On étudie le cas où la symétrie de charge est abandonnée dans la quantification. Les positons pourraient alors obéir à la statistique de Bose, contrairement aux électrons; un effet mesurable est indiqué.

Les expériences suggérées par Lee et Yang ont révélé l'existence de processus dans lesquels la parité était violée et l'invariance de conjuguaison de la charge non satisfaite. Ces effets sont généralement interprétés comme indiquant l'existence d'une plus grande variété de couplages. Nous nous placerons ici à un point de vue différent :

Le postulat de quantification pour les champs de fermions libres exprimé par les règles d'anticommutation de Jordan et Wigner contient en effet déjà implicitement un ensemble de postulats (dont celui de symétrie de charge) qui peuvent ne pas être tous valides. Nous allons montrer qu'il est possible de donner des règles différentes de quantification des champs de fermion, satisfaisant à des postulats moins restrictifs. Le trait essentiel de cette nouvelle formulation réside dans le fait que les antiparticules peuvent satisfaire à la statistique de Bose-Einstein contrairement aux particules qui obéissent au principe d'exclusion.

Soit $\psi_\alpha(x, t)$ un champ de fermion, solution de l'équation de Dirac, qu'on peut décomposer en ondes planes orthonormées

$$\psi_\alpha(x, t) = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} \int d^3p \sum_{i=1,2} U_{\alpha i}(p) b_i e^{i(px-\omega t)} + \sum_{i=1,2} V_{\alpha i}(p) a_i e^{i(px+\omega t)}.$$

L'énergie est

$$P_0 = \int d^3p\,\omega \left[\sum_{i=1,2} b_i^+(p) b_i(p) - \sum_{i=1,2} a_i^+(p) a_i(p) \right].$$

La présence du signe (—) dans cette expression impose, pour pouvoir définir le vide, le postulat d'anticommutation des opérateurs a_i^+ et a_i. Cependant seul le postulat supplémentaire de symétrie de charge de la théorie quantique (invariance de conjugaison de charge), implique que b_i^+ et b_i anticommutent. Les équations du champ classique de Dirac possédant cette invariance, ce postulat consiste en fait à imposer que le processus de quantification conduise à l'existence d'un groupe quantique correspondant au groupe classique : c'est donc le principe de correspondance qui intervient implicitement ici. Nous allons maintenant formuler la théorie en admettant que ce postulat n'est pas valable.

Nous définissons le vide par les conditions

$$a_i^+ | 0 > = 0 \qquad \text{et} \qquad b_i | 0 > = 0.$$

A l'inverse des conventions usuelles nous convenons d'appeler respectivement a, a^+, b, b^+, les opérateurs de création et d'annihilation de particules et d'annihilation et de création d'antiparticules; les ondes à énergie négatives sont en effet les seules nécessairement soumises au principe d'exclusion, et nous sommes expérimentalement certains que c'est bien le cas pour ce qu'il est convenu d'appeler « particule » (électron, proton, neutron).

Nous postulons

$$(1) \qquad [b_i(p),\, b_i^+(q)]_- = \delta(p-q)\,; \qquad [b_i(p),\, b_i(q)]_- = 0,$$

$$(2) \qquad \{a_i(p),\, a_i^+(q)\}_+ = \delta(p-q)\,; \qquad \{a_i(p),\, a_i(q)\}_+ = 0.$$

Les formules (1) expriment que les antiparticules suivent la statistique de Bose, et les formules (2) que les particules obéissent au principe de Pauli. La construction d'une représentation explicite des opérateurs a et b ne détermine pas tous les autres (anti) commutateurs, et des postulats supplémentaires doivent intervenir pour les fixer. La théorie ainsi décrite n'a pas d'analogue classique. En effet quoique les équations des champs ψ classiques et quantiques soient formellement les mêmes, les postulats (1) et (2) introduisent une dissymétrie essentiellement quantique entre particule et antiparticule. Rappelons que l'univers où nous vivons est formé de particules et non d'antiparticules ce qui est la seule dissymétrie classique observée, mais non exprimée par les équations.

Si l'on introduit ensuite des couplages, par exemple avec le photon, de la manière habituelle, on peut calculer que la plupart des effets déjà étudiés restent inchangés. Il existe cependant des cas où le postulat (1) intervient d'une façon observable; c'est par exemple le cas de la diffusion positon-positon, dans laquelle le terme d'échange (de l'élément de matrice) a le signe opposé de celui de la théorie usuelle; utilisant les notations de Jauch et Rohrlich [1], nous trouvons pour la section efficace différentielle dans le système de laboratoire

$$d\sigma = r_0^2\left[\frac{4(\gamma+1)}{\beta^2\gamma}\right]^2 \cos\theta\, d\Omega\,[2+(\gamma-1)\sin^2\theta]^{-2}$$
$$\times\left[\frac{4}{(1-x^2)^2} - \frac{4}{1-x^2}\left(1-\frac{1}{2\gamma}-\frac{3}{4\gamma^2}\right)+\left(\frac{\gamma-1}{2\gamma}\right)^2\right].$$

Il est intéressant de noter, quoique l'expérience soit loin de pouvoir être faite, que la structure nucléaire et atomique des édifices d'antimatière serait totalement différente de celle que nous connaissons.

(1) *Theory of Photons and electrons*, 1955 (Møller scattering), p. 255.

PHYSIQUE GÉNÉRALE. — *Les principes physiques de l'exploitation des mesures.* Note (*) de M. **Pierre Vernotte**, présentée par M. Albert Pérard.

On détermine la grandeur à déduire de l'expérience, qui doit être liée à la forme de la courbe expérimentale, successivement en tous les points de cette courbe et l'on en tire une moyenne, le critère de bonne détermination étant l'allure constante prise par les autres paramètres, ensuite calculés en chaque point.

Si, comme nous l'avons indiqué dans une Note précédente ([1]), on savait, en pratique, exprimer d'une façon rigoureuse la régularité d'une suite de données expérimentales, on déduirait de ces données la loi expérimentale absolument exacte (parce que le calcul repose sur une analyse très profonde de la loi expérimentale), laquelle permettrait le calcul optimum de toutes ses conséquences; mais comme il n'en est rien, la détermination de la loi qu'on dit la meilleure comporte une part d'arbitraire et l'on ne peut faire reposer sur elle le calcul, le plus sûr possible, de toutes les grandeurs résultantes qu'il y a lieu de considérer. Le physicien doit chercher à utiliser les données empiriques d'une façon qui rende le résultat visé aussi peu sensible que possible aux imprécisions des mesures. Mais la procédure à suivre dépend essentiellement de la manière dont on aura relié le résultat aux mesures. Nous avions indiqué ([2]) une méthode précise consistant à identifier en moyenne l'expérience et la loi représentative sur autant d'intervalles partiels que ladite loi contient de paramètres indépendants, le maximum de précision étant obtenu par un fractionnement judicieux de l'intervalle expérimental. Or, ce n'est là qu'une des méthodes possibles; elle n'est applicable, avec fruit, que si le document, d'assez bonne qualité, est extrêmement riche (ce qui n'arrive jamais). D'autre part, la manière de relier l'expérience à la loi, par simple moyenne, est assez artificielle et rend le calcul trop sensible à une variation dans le fractionnement de l'intervalle, lequel devrait rester souple. Quoi qu'il en soit, l'idée essentielle à retenir est qu'il faut toujours adapter la procédure de dépouillement à la nature du résultat cherché.

Si les mesures étaient parfaites, on pourrait, d'un très petit tronçon de courbe expérimentale, déduire les grandeurs caractéristiques de la courbe. Il est donc sage de déterminer une telle grandeur à partir du nombre de points juste nécessaire et de recommencer de proche en proche, en avançant d'un point : la quantité chaque fois calculée, qui devrait théoriquement rester constante, recevra ensuite une valeur moyenne. La procédure suppose essentiellement que les imprécisions ne sont pas telles qu'elles puissent ôter leur signification à ce calcul; elles doivent n'être que des perturbations au sens scientifique ordinaire de ce terme. Il faut

bien, d'ailleurs, que ces imprécisions soient faibles, parce que, certaines fonctions $f(A)$ ayant une signification physique non moins nette que le paramètre A, les divers calculs de moyenne ainsi possibles doivent conduire à des résultats cohérents. Ce serait, d'autre part, en général, une erreur de tenter de réduire l'irrégularité des données, en sautant une ordonnée sur deux (ou plus), car on a intérêt à posséder, pour un calcul de valeur moyenne, le plus grand nombre possible de données. Ladite procédure est conforme au principe ci-dessus exposé, la nature profonde des calculs dépendant essentiellement de ce qui est cherché.

Il doit être fait, toutefois, une distinction absolue, parmi les paramètres qu'on tend ainsi à calculer; cette méthode de calcul local suppose que ledit paramètre soit une propriété liée à la forme de la courbe et non à sa position; ainsi, on peut déterminer de cette manière la constante de temps d'une exponentielle mais non sa valeur-limite donnée par l'asymptote.

Les paramètres se déterminent successivement, en commençant par celui dont le calcul est le plus simple : un paramètre lié aux données d'une façon très compliquée pourrait, du fait de l'imprécision, ne manifester sa véritable valeur qu'après un nombre de déterminations locales hors de proportion avec la richesse du document expérimental.

Le calcul de la valeur moyenne, dont nous n'avons encore rien dit, sera souvent imparfait; par suite, on introduit une valeur erronée dans les calculs ultérieurs et tout se trouvera faussé. En sorte que la bonne procédure consiste à adopter, pour le premier paramètre, une valeur approchée qu'on retouche pour que le second puisse être considéré comme constant. S'il y a plusieurs paramètres A, B, C, ... à déterminer, ou qu'on doive déterminer une fonction $\varphi(A, B, C, \ldots)$ de ces paramètres, on part d'une valeur approchée A_0 du plus simple A et l'on en déduit les valeurs locales apparentes des paramètres suivants ou de la fonction φ; on règle alors A_0 pour rendre constant (selon le critère de moyenne qu'on aura choisi) le paramètre ou la fonction qu'on aura voulu déterminer avec le plus de précision. Si le choix de A ne donne pas une constance satisfaisante à tous les autres paramètres, c'est que le type choisi pour loi expérimentale ne convient pas.

Si l'on se propose, par exemple, de déterminer les éléments d'une loi exponentielle décroissante, on déterminera d'abord une valeur, approchée de la constante de temps, d'après trois points éloignés l'un de l'autre, pris sur le graphique; on en déduira la suite des valeurs locales de l'amplitude de l'exponentielle, qu'on rendra constante par le réglage de la constante de temps; on calculera de même la valeur-limite.

Ces diverses opérations respectent le principe d'adapter le mode de calcul à chaque problème physique.

Nous montrerons, dans un autre travail, que la moyenne à recommander est une moyenne pondérée par les coefficients du binome.

(*) Séance du 14 octobre 1957.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1226.

(2) *Publ. scient. et tech. Min. Air*, série grise, n° 71, p. 912.

ACOUSTIQUE. — *Étude d'un champ ultrasonore dans un liquide*. Note de Mlle **Bernadette Labory** et M. **Gaston Laville**, présentée par M. Eugène Darmois.

Nous avons étudié le champ sonore suivant la méthode de Fox et Rock (1). Un quartz de 6 cm de diamètre et 2,5 mm d'épaisseur émet dans l'eau d'une cuve à parois absorbantes. Chaque point du champ est défini par ses coordonnées x, y, z rapportées au centre O du quartz. Ox est l'axe horizontal des abscisses, y l'éloignement et z la cote. L'obstacle réfléchissant est un cylindre d'aluminium (2×2 mm) suspendu à un chariot mobile par deux fils en V qui lui imposent un déplacement de translation d parallèle à Ox. L'obstacle peut occuper un point quelconque du champ dont les coordonnées sont mesurées à 2/10e de millimètre près.

On a exploré le champ par sections droites verticales pour des abscisses x variant de 15,4 à 114,4 cm par accroissement de 10 cm (2). Pour chaque point on mesurait le déplacement d sur le micromètre oculaire d'un microscope lié au chariot. Les courbes y, d, z = Cte sont les coupes horizontales du solide de diffraction relatif à x; elles ont permis de le matérialiser.

Pour la fondamentale du quartz (N = 1,110 MHz) ce solide est sensiblement de révolution autour de Ox. Son diamètre maximum, à peu près constant, n'excède pas 90 mm. La figure 1 représente sa méridienne pour différents x. Son volume mesure le flux d'énergie traversant la section droite du faisceau. On l'a calculé graphiquement et trouvé constant quel que soit x, à la précision près de ce calcul (quelques pour-cent). A cette fréquence l'amortissement est insensible sur un trajet de 1 m.

Aux fréquences 3,38, 5,60 et 7,0 MHz, voisines des partielles du quartz, la forme du solide se complique et la symétrie de révolution disparaît. Le calcul des volumes en devient plus incertain. Il a pourtant montré que l'amortissement devient sensible quand la fréquence croît et permis de calculer la quantité $\alpha/N^2 . 10^{17}$ dont les valeurs extrêmes (30 et 40) sont dans les limites généralement admises.

Ces observations suggèrent des remarques sur les méthodes de mesure de l'amortissement utilisant la poussée de la pression de radiation sur une palette réfléchissante. Cette poussée est égale au volume du solide de diffraction. Il faut donc que :

a. la palette soit assez large pour recevoir tout le faisceau;

b. son déplacement soit une translation et non une rotation, car celle-ci mesure le moment résultant des forces de poussée et non leur résultante générale.

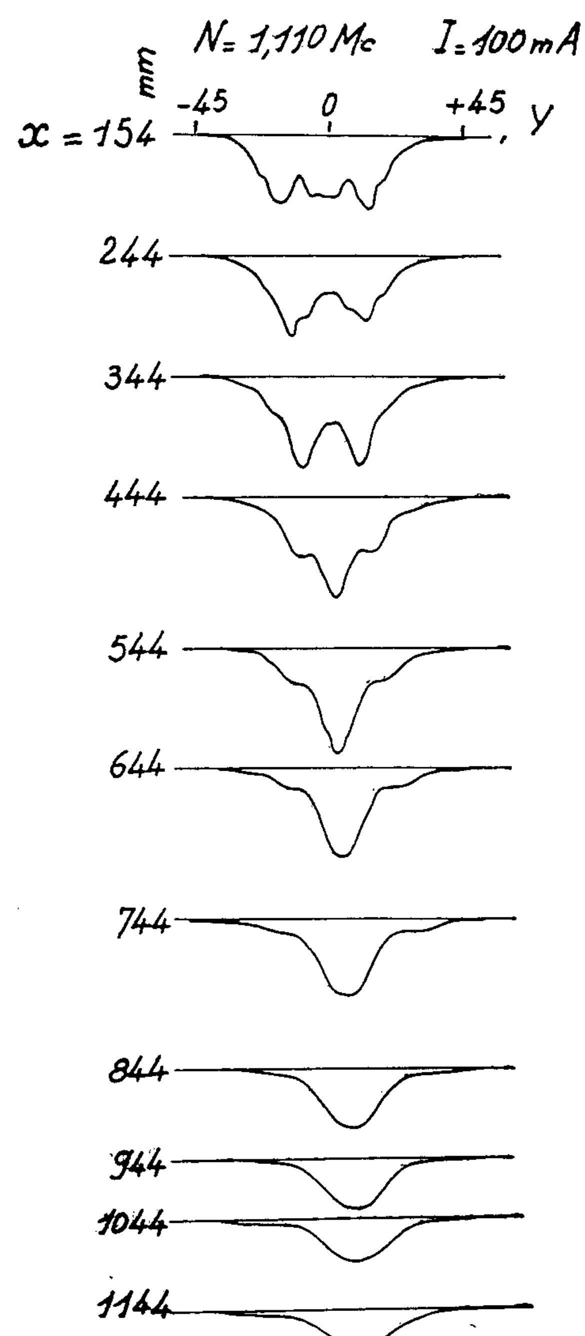


Fig. 1.

Le fait que l'amortissement est négligeable à la fréquence 1,110 MHz permet d'étudier la directivité du quartz dans un espace restreint. On a souvent admis, sans preuve, qu'il vibre en membrane-piston. Un calcul de Lord Rayleigh, souvent repris ([3]), ([4]), conduit à la formule de Born :

$$J = \sin^2 \frac{k}{2} \left(\sqrt{x^2 + R^2} - x\right), \tag{1}$$

qui donne l'intensité relative sur l'axe du faisceau. (R est le rayon de la membrane.)

En réalité cette formule est incomplète et le calcul exact de la pression de radiation donne l'expression d'aspect différent :

$$J = \frac{1}{8}\left[3 + \frac{x^2}{x^2 + R^2} - 2\left(1 + \frac{x}{\sqrt{x^2 + R^2}}\right) \cos k \left(\sqrt{x^2 + R^2} - x\right)\right], \tag{2}$$

Même ainsi corrigée cette formule est douteuse car elle se déduit d'un potentiel des vitesses qui convient à une membrane à deux faces vibrant symétriquement dans un milieu indéfini des deux côtés. Or un quartz adossé à une monture rigide fonctionne plutôt comme une membrane simple rayonnant dans un milieu indéfini d'un seul côté. Le potentiel qui convient, employé par Vogel et Bergassoli (5), conduit à l'expression

$$(3) \qquad J = \frac{1}{4}\left[\left(\frac{x}{\sqrt{x^2+R^2}}\cos k\sqrt{x^2+R^2} - \cos kx\right)^2 + \left(\sin k\sqrt{x^2+R^2} - \sin kx\right)^2\right].$$

Cependant l'expérience ne peut décider entre ces trois formules, car en y introduisant les données de nos mesures elles donnent toutes trois des résultats numériques pratiquement égaux tant que x n'est pas trop faible (quelques centimètres) pour que les mesures aient encore un sens. On peut donc conserver la formule de Born comme la plus simple.

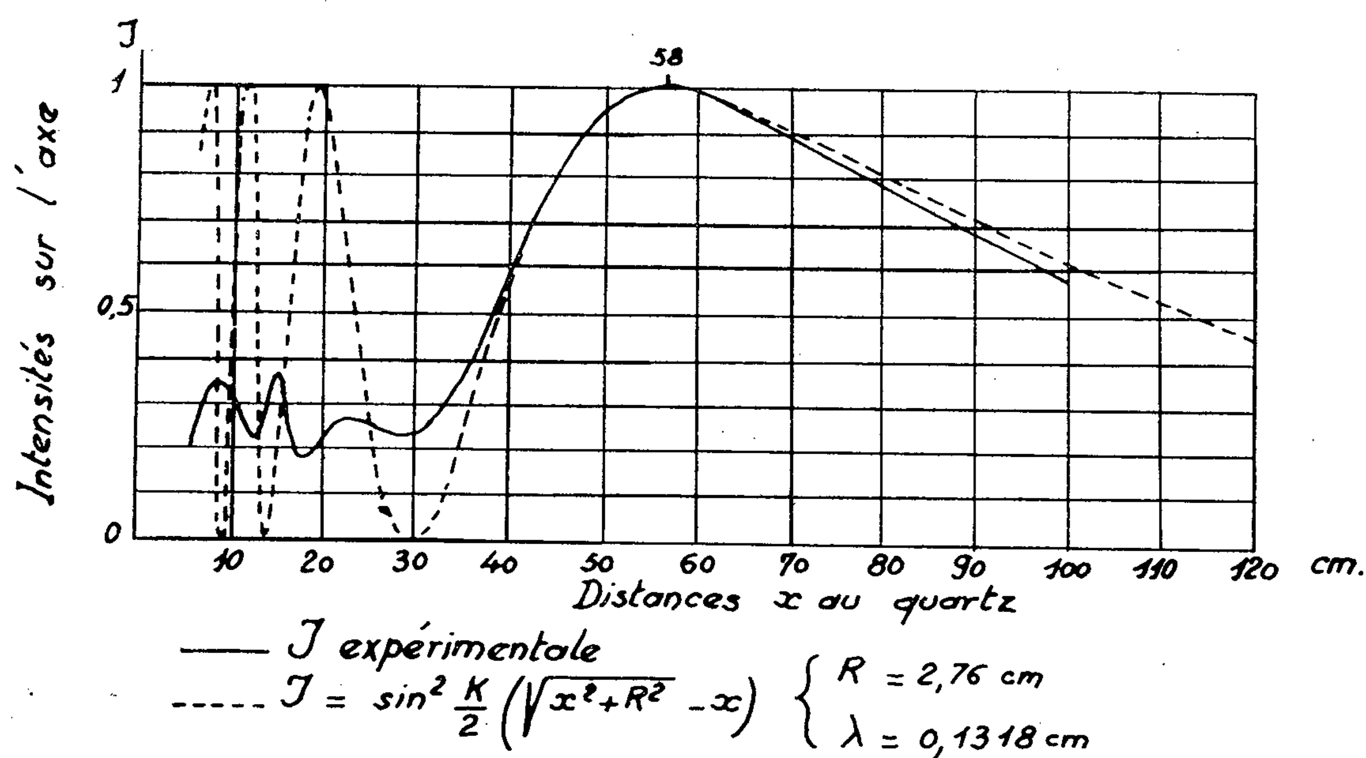


Fig. 2.

Or l'expérience ne la vérifie pas. La figure 2 représente en traits pleins la courbe de l'intensité relative mesurée sur l'axe et en traits ponctués la courbe de Born. Elles s'accompagnent à peu près au-delà du maximum principal, mais divergent notablement en deçà. Le quartz ne vibre donc pas en membrane-piston et l'on accueillera avec réserve toute méthode qui le suppose.

Nous décrirons prochainement un appareil à mesurer l'amortissement dans les liquides très absorbants, dans lequel on a cherché à éviter les causes d'erreurs que nous avons signalées.

(1) F. G. Fox et G. D. Rock, *Phys. Rev.*, 54, 1938, p. 223; *J. A. S. A.*, 12, 1941, p. 505.
(2) B. Labory, *D. E. S.*, Marseille, 1956.
(3) H. Backhaus et R. Trendelenburg, *Z. Tech. Phys.*, B. 7, 1926, p. 630.
(4) H. Born, *Z. Phys.*, B. 120, 1943, p. 383.
(5) A. Bergassoli et Th. Vogel, *Congrès International*, Marseille, 1955.

ÉLECTRONIQUE — *Calcul des fréquences de résonance d'un magnétron cylindrique à anode lisse en régime de Brillouin.* Note (*) de M. **Jean Coste**, présentée par M. Louis de Broglie.

Description de la méthode de calcul utilisée, et exposé des résultats obtenus. Discussion d'un article de L. A. Harris sur les instabilités dans les magnétrons cylindriques à anode lisse.

1. *Méthode de calcul des fréquences de résonance.* — Nous avons donné dans une Note précédente ([1]) le principe du calcul des fréquences de résonance d'un magnétron fonctionnant en régime de Brillouin. Le champ électromagnétique H. F. régnant dans le magnétron est soumis aux conditions aux limites des cavités coaxiales. Le champ dans le nuage électronique a une structure imposée par la forme des oscillations des électrons, et certaines de ses composantes et de ses dérivées subissent une variation brusque à la traversée de la surface qui limite le nuage. Un raccord doit être effectué sur cette surface entre les champs existant d'un côté dans le vide et de l'autre dans le nuage (champs qui ont été calculés au préalable pour satisfaire respectivement aux conditions aux limites sur la cathode et sur l'anode).

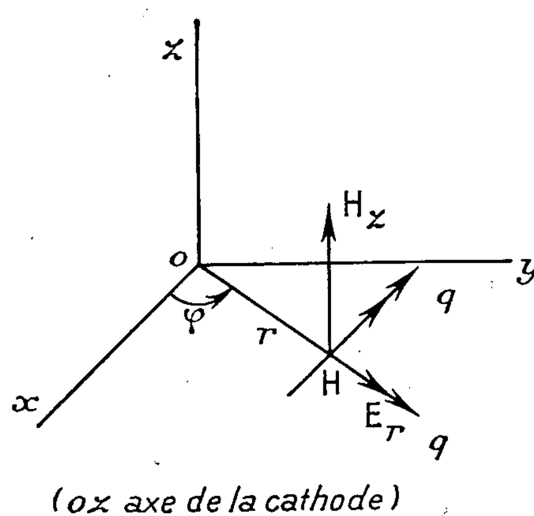
Ayant superposé au mouvement permanent de Brillouin (caractérisé par une vitesse de variation $V_0(r)$ des électrons autour de la cathode) une perturbation de la forme

$$\vec{v}_1 = \left(v_r(r)\vec{p} + v_\varphi(r)\vec{q}\right) e^{j(\omega t - n\varphi)},$$

on est conduit à un champ électromagnétique associé à la perturbation ayant les composantes E_r, E_φ, H_z chacune de la forme

$$f(r)\, e^{j(\omega t - n\varphi)}.$$

C'est-à-dire qu'on a affaire à un mode d'onde T. E. dans la cavité coaxiale d'axe Oz que constitue le magnétron.



(ox axe de la cathode)

Fig. 1.

L'intégration numérique de l'équation différentielle du 2e ordre gouvernant les oscillations électroniques dans le nuage de Brillouin permet de trouver les

solutions de l'équation aux fréquences de résonance du magnétron. Cette dernière exprime le raccord (indiqué plus haut) des deux distributions de champ à la limite du nuage.

2. *Résultats des calculs numériques.* — Les calculs conduisent à la détermination de la fonction

$$\frac{\omega}{\omega_b} = \mathrm{F}\left(\frac{b}{a}, \frac{c}{a}, n\right),$$

$$\omega_b = = \frac{e}{m}\mathrm{B}_0$$

(B_0 étant le champ magnétique constant appliqué).

a, rayon de la cathode;

b, rayon de la surface cylindrique limitant le nuage;

c, rayon de l'anode;

n, mode de l'onde considérée.

Nous avons considéré des valeurs de b/a telles que $1 < b/a < 2$. Nous reviendrons plus loin sur le choix de cet intervalle.

1° Les modes $n = 1$, 2, 3 ont été étudiés.

2° Dans le cas $\omega/\omega_b < 1$, on n'a trouvé de racine à l'équation aux fréquences de résonance que pour le mode $n = 1$.

3° Dans le cas $\omega/\omega_b > 1$, l'équation différentielle des oscillations présente une singularité dans l'intervalle $1 < r/a < 2$. On n'a pas trouvé de racine à l'équation des fréquences de résonance avant la singularité.

4° Seul le mode $n = 1$ a été étudié en détail. Les courbes tracées avec le paramètre c/a ont l'allure suivante : (c/a pouvant varier de 2 à $+\infty$).

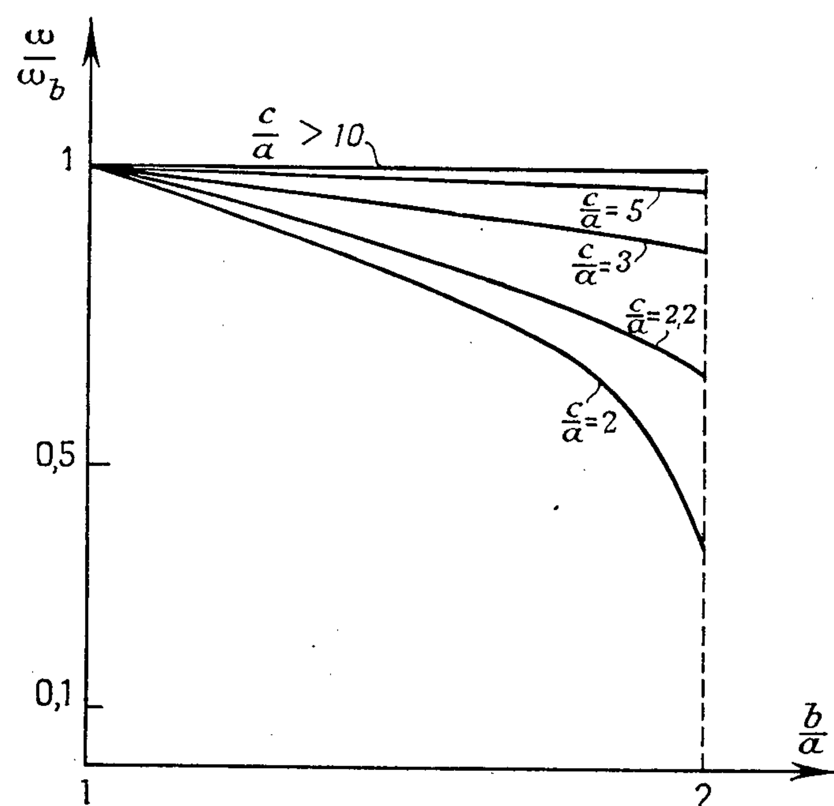


Fig. 2.

5° Le mode $n = 0$, sans être impossible, est inaccessible au calcul de perturbation utilisé.

3. *Discussion de l'article de L. A. Harris.* — L. A. Harris a publié en 1952 une analyse théorique du problème dans un article ([2]) intitulé : *Instabilities in the smooth anode cylindrical magnetron.*

Ce travail, quoique réalisé au moyen d'une méthode de calcul et d'un formalisme différents des nôtres, conduit à la même équation différentielle des oscillations électroniques. L'auteur s'est limité toutefois au calcul des fréquences de résonance dans un magnétron à cathode filiforme ($a \to 0$), et il a alors obtenu des valeurs imaginaires de ces fréquences. D'où il conclut à l'instabilité du régime électronique permanent postulé dans son calcul, c'est-à-dire du régime de Brilloiun.

Nous voulons remarquer, en premier lieu, que la description utilisée par Harris du régime permanent comporte une densité électronique constante dans toute l'épaisseur du nuage et une vitesse angulaire des électrons également constante. Cette approximation du régime de Brillouin n'est correcte que si l'on suppose de grandes valeurs du rapport r/a (r, distance à la cathode). Or l'étude expérimentale des régimes statiques ([3]) laisse précisément penser que le domaine de stabilité du régime de Brillouin est limité à $r = 2a$, domaine dans lequel on doit tenir compte de la variation de densité et de vitesse angulaire. Aussi, tandis que Harris s'est placé dans le cas $b/a = \infty$ où le nuage de Brillouin tournerait théoriquement comme un corps solide autour de la cathode, nous avons préféré considérer, en suivant les indications des expériences statiques citées plus haut, des nuages d'épaisseurs inférieures au rayon de la cathode et dans lesquels densité et vitesse angulaire ne sont pas uniformes.

En second lieu, nous croyons avoir relevé dans l'article de Harris une erreur de signe dans la formule (38). Compte tenu de cette erreur, l'équation finale aux fréquences de résonance serait modifiée et conduirait à des valeurs réelles des fréquences. Autrement dit, même dans l'hypothèse $b/a = \infty$ on ne pourrait conclure dans ce raisonnement à l'instabilité du régime de Brillouin.

(*) Séance du 14 octobre 1957.

([1]) J. Coste et J. L. Delcroix, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 87-90.

([2]) *J. Appl. Phys.*, **23**, n° 5, mai 1952, p. 562-567.

([3]) J. L. Delcroix, *Thèse Doct. ès sciences*, Université de Paris, juin 1953.

OPTIQUE CORPUSCULAIRE. — *Un banc d'optique ionique pour l'étude de lentilles magnétiques quadrupolaires et de déflecteurs magnétiques destinés aux accélérateurs de particules.* Note (*) de M. **Albert Septier**, présentée par M. Louis de Broglie.

Les lentilles magnétiques quadrupolaires, et en général tous les dispositifs de déflexion ou de focalisation utilisés dans la technique des accélérateurs de particules de hautes énergies, sont de grandes dimensions et

fonctionnent avec des distances focales allant de quelques centimètres à plusieurs mètres. Le cercle de gorge des lentilles, ou les entrefers, ont plusieurs centimètres, et cependant, par raison d'économie, le faisceau de particules accélérées doit occuper le plus grand espace possible : ce sont là des conditions bien différentes de celles de l'optique électronique classique où l'on n'utilise que des faisceaux voisins de l'axe.

Le calcul des éléments optiques s'effectue de façon approchée en utilisant des modèles simples de répartition de champ permettant l'intégration des équations du mouvement. Le calcul des aberrations est particulièrement ardu [1], et ne peut guère tenir compte de tous les termes perturbateurs, en particulier pour les rayons très éloignés de l'axe (ou du plan de symétrie) qui traversent les champs de fuite fortement influencés par les effets de bord des électrodes. Il est donc difficile de prévoir l'importance de ces aberrations, et jusqu'à présent, une mesure directe est seule capable d'en déterminer très sûrement la forme et la grandeur : c'est dans ce but que nous avons construit et utilisé le banc d'optique ionique décrit plus loin.

Tout d'abord les systèmes à étudier doivent être alimentés dans des conditions aussi voisines que possible de celles de leur emploi dans l'accélérateur. Dans ce but, nous avons remplacé les particules légères de haute énergie, qui doivent être focalisées en réalité, par *des ions lourds d'énergie plus faible, accessibles au laboratoire* (50 à 150 keV). Pour tous les dispositifs magnétiques, en effet, et des particules de même charge, la convergence dépend du facteur $(M_0\Phi)^{1/2}$, où M_0 est la masse au repos et Φ le potentiel accélérateur ayant subi la correction relativiste $[\Phi = \Phi_0(1 + \varepsilon\Phi_0)$, avec $\varepsilon = e/2\,M_0c^2]$. Il faut pouvoir ensuite disposer de faisceaux de formes et de dimensions variables, en particulier de faisceaux de révolution divergents ou parallèles, abordant le système avec un diamètre pouvant atteindre 10 cm, ou de faisceaux laminaires. Il faut enfin que ces faisceaux malgré leurs grandes dimensions, soient isogènes, sans aberrations. Ces deux dernières conditions nous ont fait rejeter les dispositifs optiques utilisés sur les bancs d'optique électronique classiques.

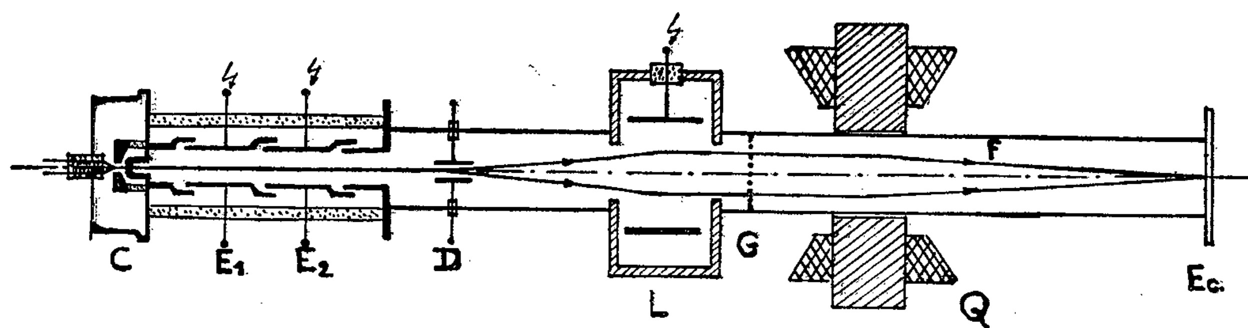


Fig. 1.

Le banc proposé est purement électrostatique, et peut fonctionner avec des ions de masse quelconque (ou des électrons). Il comprend essentiellement (*fig.* 1) :

— Une source d'ions thermiques alcalins C pouvant délivrer 100 μA d'ions pratiquement monocinétiques, par simple chauffage d'une sphérule d'alumino-silicate convenable [2]; nous disposons ainsi d'ions Li_7, Na_{23}, K_{40}, Rb_{85} et Cs_{133}.

— Un tube accélérateur à plusieurs électrodes fournissant un pinceau d'ions de 2 mm de diamètre légèrement convergent; l'une des électrodes E_2, est à un potentiel réglable, et forme un spot de quelques dixièmes de millimètre, à 50 cm environ de la sortie du tube.

— Un déflecteur D à champ tournant, qui transforme ce pinceau en un faisceau creux divergent, d'ouverture réglable allant facilement jusqu'à 1/10e; il se compose de six tiges alimentées à partir du réseau triphasé préalablement filtré. C'est ce faisceau creux de section circulaire qui va traverser les lentilles étudiées, soit directement (le sommet du cône sert alors d'objet réel), soit après avoir été rendu parallèle à l'axe par une lentille électrostatique faible L. Par variation des tensions d'alimentation, on peut obtenir des faisceaux laminaires, ou même injecter le pinceau original sous des angles et des directions données.

— La lentille L, du type unipotentiel symétrique, à électrode centrale épaisse, est située à 1 m de D; elle est percée de trous de grand diamètre et rend possible actuellement l'utilisation de faisceaux de forte section (7 à 8 cm). Un potentiomètre haute tension fournit à l'électrode centrale une tension variable. Cette lentille, utilisée dans de telles conditions, possède une aberration d'ouverture importante, mais *l'utilisation d'un faisceau creux, peu épais, permet de la négliger*; il suffit de retoucher légèrement la tension pour maintenir les caractéristiques du faisceau émergent lorsque son rayon varie. Une grille de pas 5 mm, placée à la sortie de L fournit un contrôle précis du parallélisme (ou de l'ouverture) du faisceau, par simple mesure de l'écartement de l'ombre des fils sur l'écran fluorescent.

— Une enceinte à vide, formée d'éléments de tube de 80 mm de diamètre, facilement démontable, qui traverse le système à étudier Q et permet d'allonger le banc à volonté. La longueur totale peut atteindre 6 m.

— Enfin, l'écran fluorescent d'observation, qui est photographié de l'extérieur. Les ions détruisent rapidement la substance fluorescente, surtout lorsqu'on travaille au voisinage d'un cross over ou d'une focale, et exigent un support d'écran à forte conductivité superficielle. Une étude de nombreuses substances et de plusieurs supports a permis de mettre au point un écran observable par transmission, de bonne luminosité, et résistant pendant plusieurs dizaines de minutes, avec des courants de l'ordre du microampère : il est formé de willémite, déposée en couche très mince, sans liant sur une plaque de verre, à surface conductrice [3], dont

le coefficient de transmission lumineuse dépasse 95 %. Les photographies sont prises en instantané sur film « Ilford hypersensitive ».

Nous avons étudié avec ce banc, les lentilles quadrupolaires magnétiques décrites précédemment ([4]), dont nous connaissons parfaitement les propriétés magnétiques. Ces lentilles, dont nous rappelons les caractéristiques mécaniques : $2a = 80$ ou 120 mm, $l = 150$ mm, $n = 627$ spires par pôle, sont destinées à fonctionner par paire, avec un écartement de 50 cm,

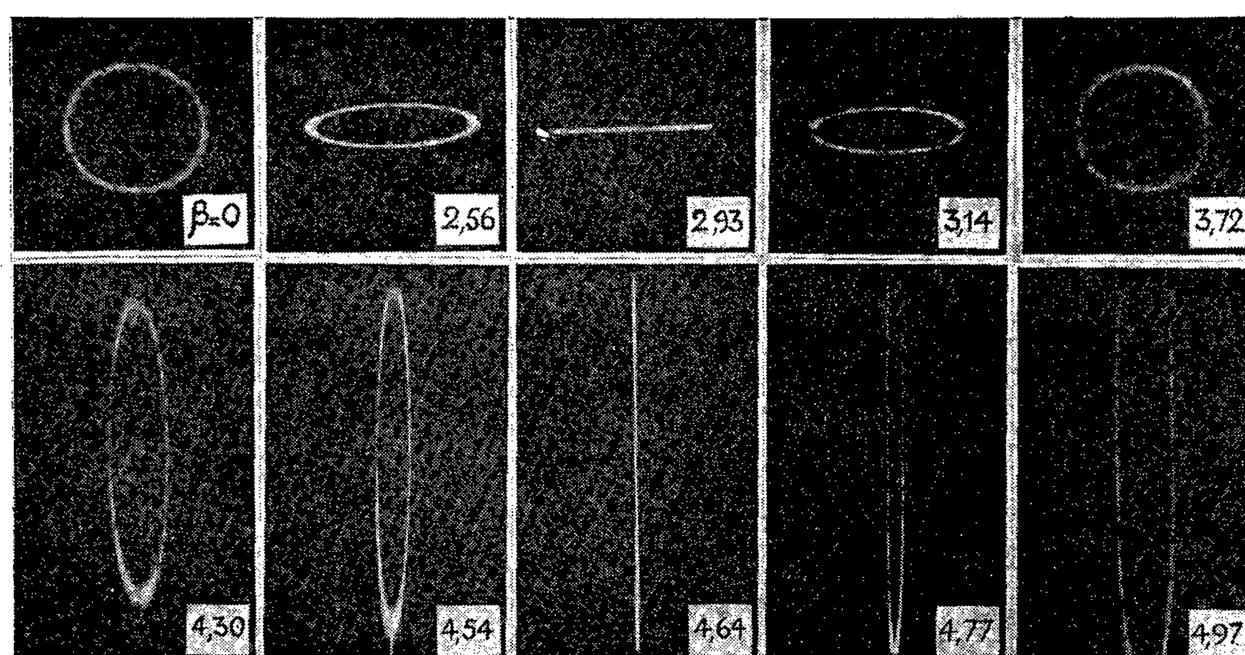


Fig. 2.

une distance focale allant de 2 m à 50 cm environ, et des faisceaux pouvant atteindre 7 cm de diamètre. L'utilisation d'un faisceau creux permet, à partir d'un faisceau de révolution ayant traversé la grille, de suivre la marche de rayons bien déterminés et d'obtenir, pour différentes valeurs du diamètre du faisceau incident, la forme exacte du faisceau au voisinage des lignes focales; la figure 2 donne l'aspect de la section d'un faisceau creux circulaire après traversée du système, sur l'écran situé à 50 cm de la deuxième lentille, pour différentes excitations caractérisées par le paramètre β, défini dans les publications précédentes. Nous donnerons prochainement les résultats des mesures concernant les éléments du premier ordre et les aberrations.

(*) Séance du 14 octobre 1957.

([1]) M. Y. Bernard et J. Hue, *Comptes rendus*, 243, 1955, p. 1852.

([2]) G. Couchet, *Ann. de Phys.*, 9, 1954, p. 791.

([3]) Préparés par M. Peyches et le Laboratoire de la Compagnie de Saint-Gobain.

([4]) A. Septier, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1297.

PHYSIQUE DES SOLIDES. — *Dispersion anormale de monocristaux d'iodure mercurique rouge*. Note (*) de M. **Manuel Sieskind**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Des monocristaux de faible épaisseur d'iodure mercurique rouge, perpendiculaires à l'axe, étudiés en lumière réfléchie, présentent un spectre cannelé de lames minces convergeant vers le bord de l'absorption continue. Ce spectre cannelé est utilisé pour l'étude de la dispersion anormale.

Les cristaux d'iodure mercurique rouge de quelques microns d'épaisseur, perpendiculaires à l'axe, examinés aux températures ordinaires (20° C) et de l'azote liquide en ébullition (77° K) présentent une absorption continue limitée vers les plus grandes longueurs d'onde par un bord d'absorption ([1]).

Examinés en lumière réfléchie, ces cristaux nous ont permis d'observer un spectre cannelé de lames minces, dont les franges convergent vers le bord d'absorption. Ces franges permettent d'étudier la dispersion anormale au voisinage de ce bord.

Nous avons mesuré la position des franges noires et brillantes fournies par divers échantillons. Dans l'un des cas, nous avons pu observer jusqu'à 100 franges dans un intervalle de 1000 Å.

L'indice de HgI_2 étant connu pour plusieurs longueurs d'onde ([2]), nous avons pu raccorder nos mesures aux données connues précédemment. Ceci nous a permis de calculer l'indice à 0,003 près.

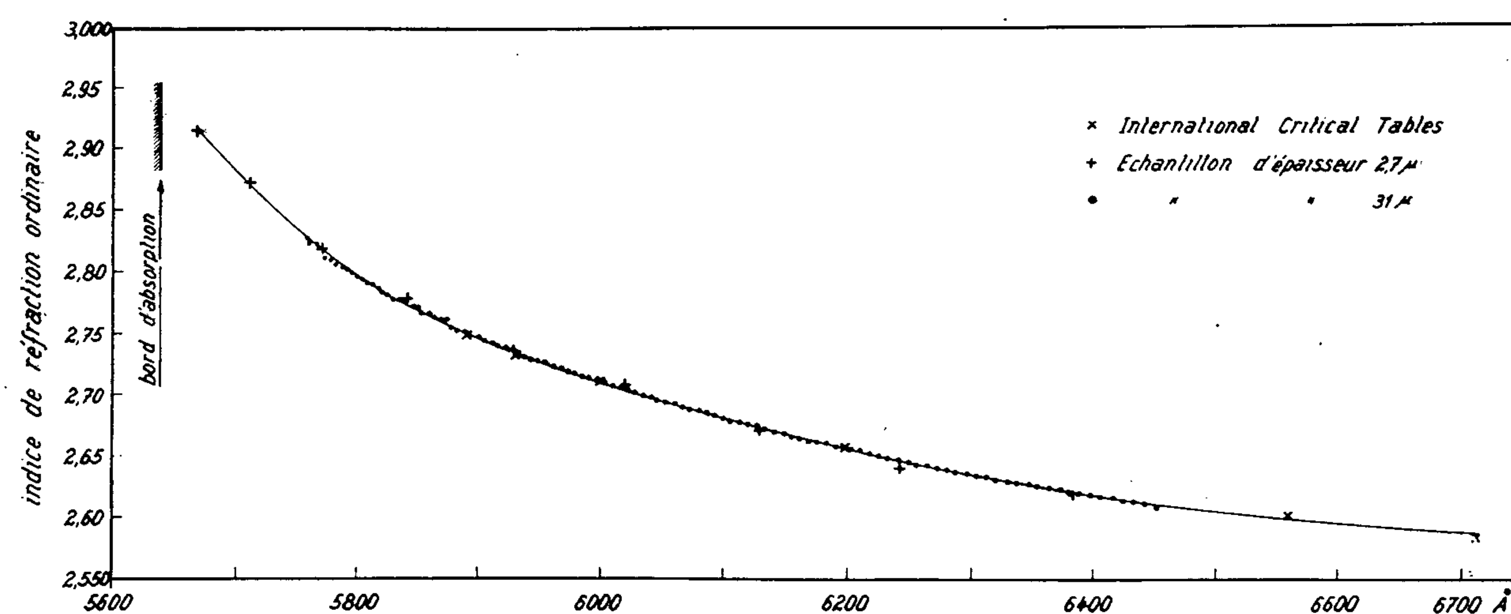


fig-1. Dispersion anormale de HgI_2 rouge perpendiculaire à l'axe à 20 °C.

La courbe obtenue à 20° C est représentée sur la figure 1. On constate que l'indice de réfraction varie peu dans la partie du spectre éloignée de la bande d'absorption, mais croît très rapidement au voisinage de celle-ci.

A basse température (77° K), l'indice de réfraction n'est pas connu en

valeur absolue. Nous n'avons pu déduire des spectres cannelés étudiés qu'une variation relative de l'indice. Les ordonnées concernant cette courbe sont des unités arbitraires. A cette température, la bande d'absorp-

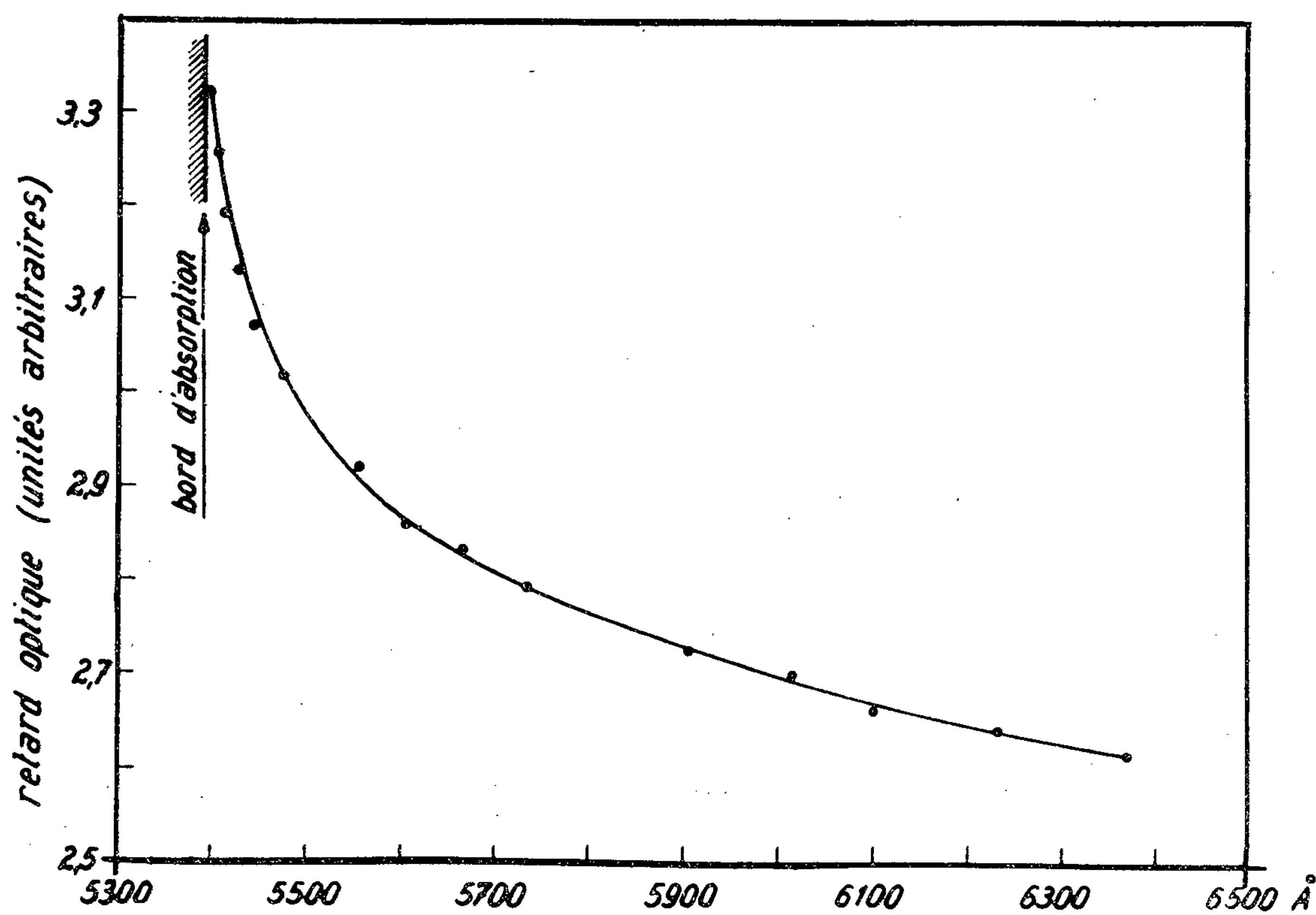


fig-2. Dispersion anormale de HgI_2 rouge perpendiculaire à l'axe à 77°K.

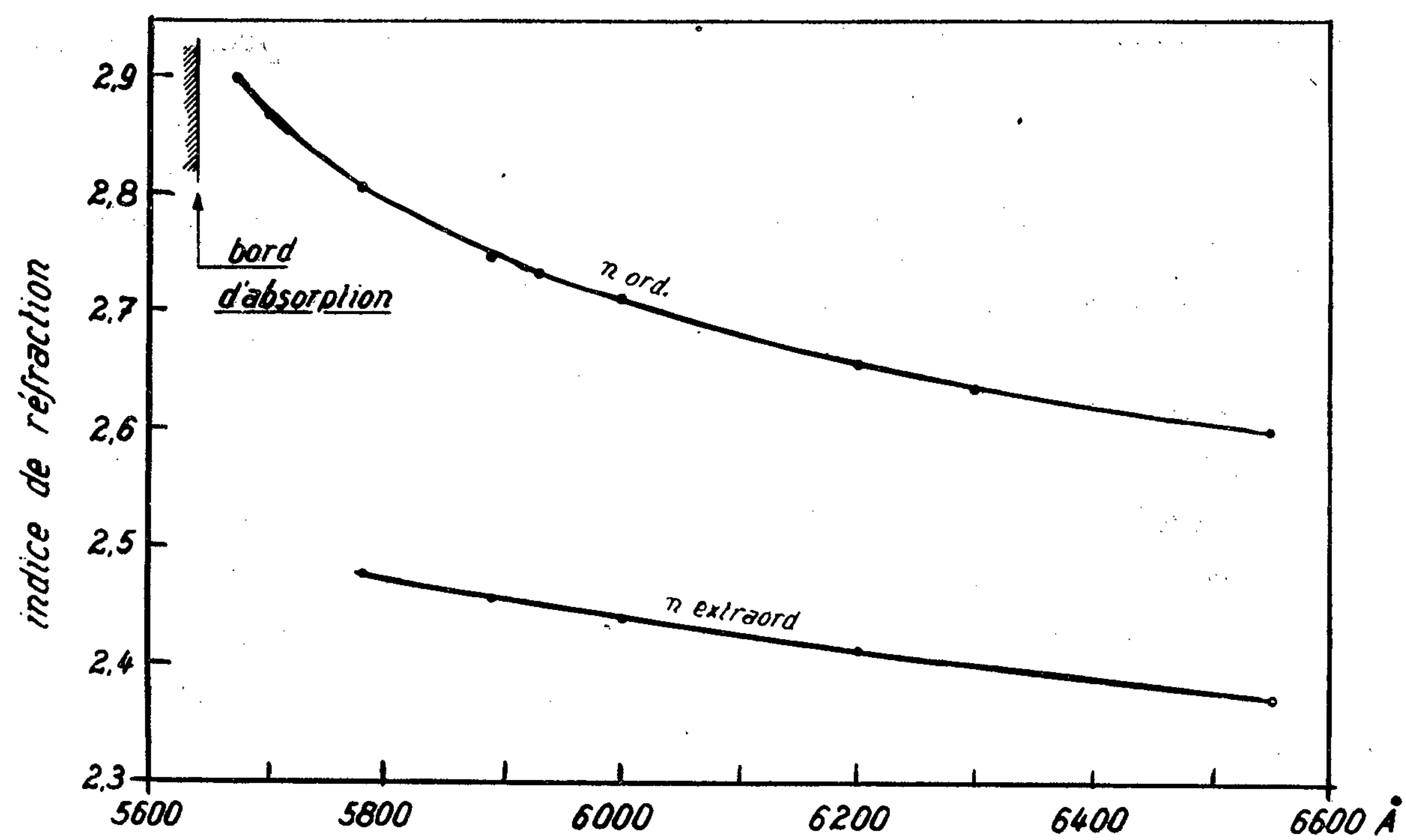


fig-3. Comparaison des courbes de variation des indices ordinaire et extraord. de HgI_2 rouge à 20°C.

tion du cristal commence plus brusquement. Par ailleurs, elle se déplace vers les courtes longueurs d'onde quand la température décroît. De ce fait, nous avons pu observer des franges plus près du bord d'absorption et dans une région spectrale de plus courte longueur d'onde qu'à la température ordinaire. La variation relative de l'indice est représentée sur la figure 2.

Des résultats analogues ont été obtenus pour d'autres substances ([3]).

Remarquons pour terminer, que nous n'avons jamais observé de spectres cannelés avec des cristaux orientés parallèlement à l'axe optique, la surface des cristaux obtenus étant souvent imparfaite. L'allure très différente des courbes de variation des indices ordinaire et extraordinaire ([2]) entre les longueurs d'onde 5 700 et 6100 Å (*fig.* 3) est une indication en faveur du dichroïsme de l'iodure mercurique rouge ([1]).

(*) Séance du 14 octobre 1957.

([1]) Au sujet du dichroïsme, *voir* S. Nikitine et M. Sieskind, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 1324; M. Sieskind et S. Nikitine, *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 659.

([2]) *International Critical Tables*, **7**, p. 21.

([3]) S. Nikitine et G. Perny, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 2298; S. Nikitine et R. Reiss, *J. Phys. Rad.*, **18**, 1957, p. 74.

(*Laboratoire de Spectroscopie et d'Optique du Corps solide, Institut de Physique, Strasbourg.*)

RAYONS X. — *Diffraction de rayons X mous produite par deux réseaux concaves successifs.* Note (*) de M. **Pierre Jaeglé**, présentée par M. Armand de Gramont.

On établit le terme général de la série dont la somme donne l'amplitude en un point de la tache de diffraction. Applications numériques pour trois groupes de valeurs des paramètres. Rôle d'un diaphragme sur la tache intermédiaire.

Les spectres de rayons X mous de longueur d'onde supérieure à 20 Å environ sont étudiés au moyen de réseaux optiques travaillant en incidence rasante. On se sert généralement de réseaux concaves. Il paraît possible d'augmenter le pouvoir de résolution des spectrographes en utilisant deux réseaux en série. L'utilisation de deux réseaux plans augmente en effet la dispersion sans élargir la figure de diffraction; cependant la concavité introduit des aberrations qui modifient la répartition des éclairements dans l'image finale.

Pour tenter de prévoir l'effet de l'adjonction d'un deuxième réseau, nous avons entrepris le calcul de cette répartition, la source étant ponctuelle, les rayons considérés cheminant au voisinage du plan des cercles de Rowland; dans le cas envisagé l'aberration sphérique intervient donc seule ([1]).

Soit W(α) la fonction donnant la répartition de l'amplitude lumineuse dans l'image d'ordre *m* d'une source ponctuelle diffractée par un réseau concave R_1 (*fig.* 1). Si un deuxième réseau R_2 diffracte cette image prise comme source,

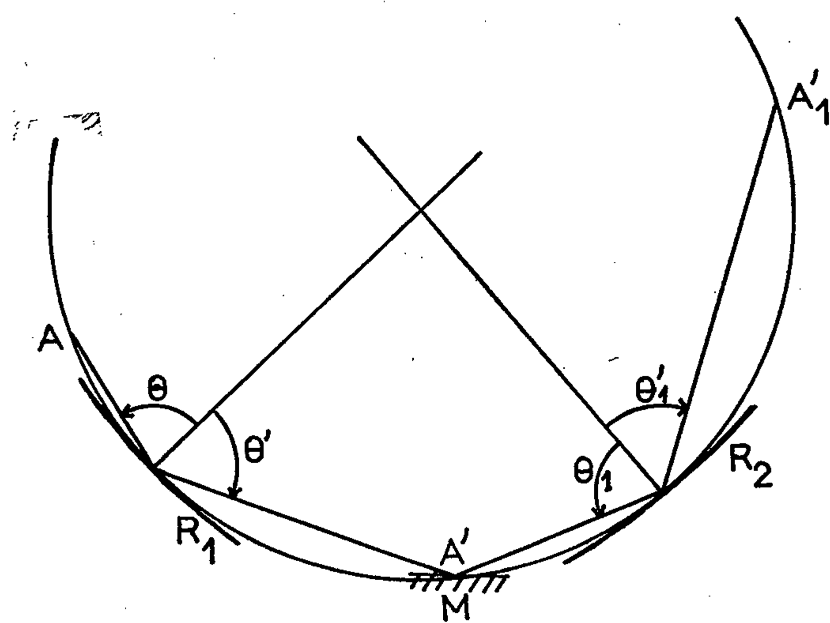


Fig. 1.

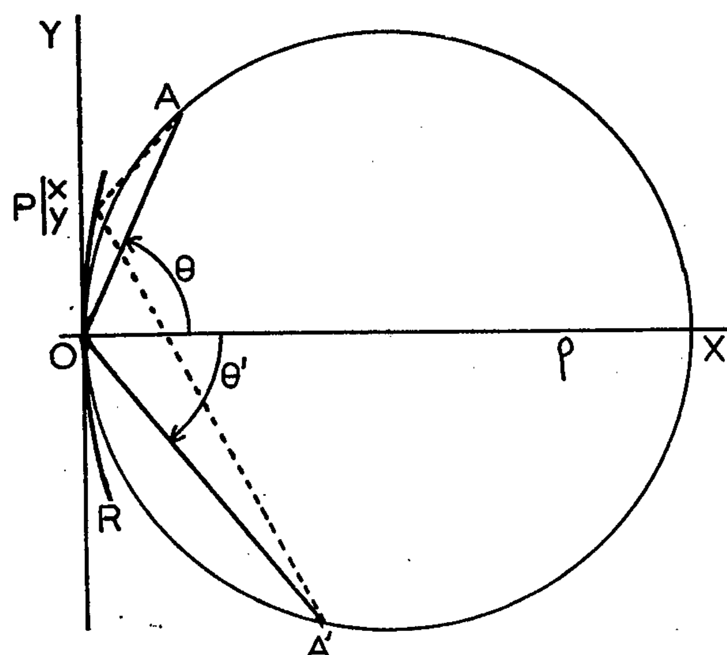


Fig. 2.

la contribution d'un point α de l'image intermédiaire A' à l'amplitude en un point α' de l'image finale A'_1 (*fig.* 3, 4 et 5) s'écrira $u(\alpha, \alpha') = W(\alpha) W_1(\alpha' - g\alpha)$, où *g* est un coefficient qui joue le rôle du grandissement. L'amplitude totale au point α' sera

$$(1) \qquad U(\alpha') = \int_{-a}^{+a} u(\alpha, \alpha')\, d\alpha,$$

où $2a$ représente la largeur effectivement utilisée de l'image intermédiaire. L'intensité est alors donnée par $I = U.U^*$.

Si le point source se trouve sur le cercle de Rowland, la fonction W peut se mettre sous la forme (²) :

$$W(\alpha, H) = \varpi(\alpha, H) - \varpi(\alpha, -H), \qquad \text{avec} \quad \varpi(\alpha, H) = \int_0^H e^{i(\alpha\eta + \eta^4)}\, d\eta,$$

les grandeurs α, η, H étant définies de la façon suivante (*fig.* 2) :

$$\alpha = \frac{2\pi\beta \cos\theta'\, d\theta'}{\lambda}, \qquad \eta = \frac{y}{\beta}, \qquad H = \frac{Y}{\beta},$$

avec

$$\beta = \left[\frac{4\lambda\rho^3}{\pi(\operatorname{tg}\theta \sin\theta + \operatorname{tg}\theta' \sin\theta')}\right]^{\frac{1}{4}}$$

où λ est la longueur d'onde du rayonnement.

Le développement de ϖ(α, H) en série permet d'écrire

$$W(\alpha, H) = H\left(1 + \ldots + i^{2q+p} \frac{\alpha^{2q} H^{2(q+2p)}}{(2q + 4p + 1)(2q)!\,p!} + \ldots\right).$$

En développant de même $W_1(\alpha' - g\alpha, H_1)$ et en posant $g\alpha = \alpha_1$ on obtient finalement

$$(2) \qquad u(\alpha') = HH_1\left(1 + \ldots + i^{2q+p+2r+s} \times \frac{\left(\frac{1}{g}\right)^{2q} H^{2(q+2p)} H_1^{2(r+2s)} \alpha_1^{2q} (\alpha' - \alpha_1)^{2r}}{(2q+4p+1)(2r+4s+1)(2q)!(2r)!p!s!} + \ldots\right).$$

En vue d'applications pratiques il est utile de préciser la position relative des réseaux. Nous supposons que les deux cercles de Rowland sont confondus (*fig.* 1), ce qui implique l'égalité des courbures, les pas pouvant être différents. On voit que dans ce cas on a

$$(3) \qquad H\beta = H_1\beta_1.$$

Si les réseaux n'ont pas la même courbure mais si le sommet du deuxième réseau se trouve sur le cercle de Rowland relatif au premier, cette relation reste valable en première approximation.

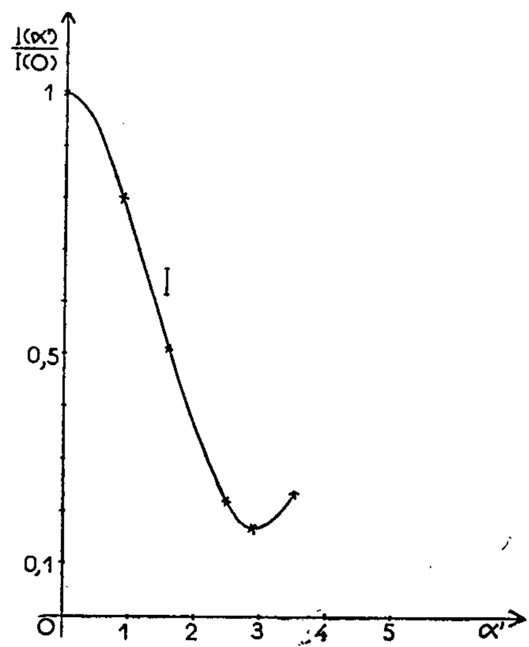


Fig. 3.

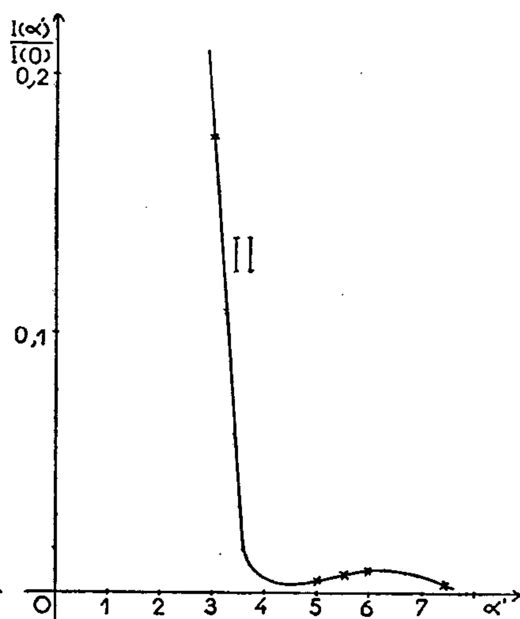


Fig. 4.

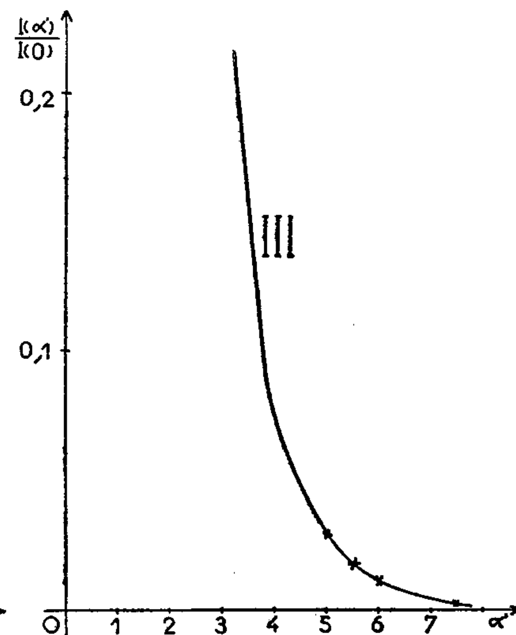


Fig. 5.

D'autre part $g = \alpha_1/\alpha = \beta_1 \cos\theta'_1 \, d\theta'_1/\beta \cos\theta' \, d\theta'$; en supposant que le système réfléchissant M s'écarte peu du cercle de Rowland, ce qui est vérifié lorsqu'on travaille en incidence rasante, l'égalité : $d\theta_1 = d\theta'$ avec $\cos\theta_1 \, d\theta_1 + \cos\theta'_1 \, d\theta'_1 = 0$ donne

$$(4) \qquad g = \frac{\beta_1 \cos\theta_1}{\beta \cos\theta'}.$$

Nous posons : $N = \cos\theta'/\cos\theta_1$, $M = \beta/\beta_1$. Tenant compte des relations (2), (3), (4), la relation (1) devient alors

$$U(\alpha') = HH_1\left(1 + \ldots + i^{2q+p+2r+s} \frac{N^{2q} M^{2(q+r+2s)} H^{2(q+2p+r+2s)}}{(2q+4p+1)(2r+4s+1)(2q)!(2r)!p!s!} \times \frac{1}{2a}\int_{-a}^{+a} \alpha_1^{2q} (\alpha' - \alpha_1)^{2r} \, d\alpha_1.\right.$$

Nous avons effectué un premier calcul numérique de cette série pour les valeurs $N = 1,15$, $M = 1$, $H = 1$, $a = 3$, que l'on obtient par exemple avec un rayonnement de longueur d'onde 50 Å reçu par un réseau de 500 traits/mm, sous une incidence de 83°, l'image intermédiaire étant diaphragmée au niveau du premier minimum. La série convergeant lentement il faut calculer un grand nombre de termes. Les résultats obtenus ont servi à établir la courbe I (*fig.* 3) où l'on a porté en abscisses les valeurs de α' et en ordonnées celles de $I(\alpha')/I(0)$.

Les calculs numériques ont été poursuivis pour d'autres valeurs des paramètres au moyen de l'ordinateur 704 de la Compagnie I. B. M. Les courbes II et III (*fig.* 4 et 5) correspondent toutes deux à $M = 0,84$, $N = 0,75$, $H = 1$, et respectivement à $a = 3,2$ et à $a = 5,6$; ces valeurs sont obtenues pour $\lambda = 50$ Å, $\theta = 87°$, $\theta_1 = 82°57'$, le réseau ayant 576 traits/mm. Pour $a = 3,2$ l'image intermédiaire est diaphragmée à la largeur correspondant à la mi-hauteur du maximum central et pour $a = 5,6$ au niveau du premier minimum. Les termes de la série sont calculés avec une précision relative de 10^{-6}; le nombre de termes ajoutés étant de l'ordre de 2000 la précision sur $I(\alpha')/I(0)$ est supérieure à 10^{-2}.

La comparaison des courbes II et III montre que le diaphragme placé sur la tache intermédiaire est susceptible de modifier notablement la forme de la figure de diffraction. Un calcul effectué dans le cas d'une tache intermédiaire diaphragmée au niveau de son deuxième minimum, les autres conditions étant les mêmes que précédemment, renforce cette conclusion. Les valeurs obtenues ne permettent pas d'établir complètement la courbe correspondante mais il semble que l'on soit en présence d'un maximum central très peu accusé, les maxima secondaires contenant la plus grande partie de l'énergie lumineuse.

(*) Séance du 14 octobre 1957.

(1) H. G. BEUTLER, *J. Opt. Soc. Amer.*, 35, 1945, p. 311; M. MONTEL, *Thèse*, Paris, 1957.

(2) J. E. MACK, J. R. STHEN et B. EDLEN, *J. Opt. Soc. Amer.*, 22, 1932, p. 245.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Spectre des rayons γ dus à la diffusion inélastique dans le fer des neutrons de* 2,5 MeV. Note (*) de MM. **PHILIPPE ÉBERHARD, JAGADISH GARG** et **BÈCHIR TORKI**, présentée par M. Francis Perrin.

Le spectre des rayons γ émis lors de la diffusion inélastique des neutrons de 2,5 MeV dans le fer a été mesuré avec un cristal de NaI(Tl). Les valeurs des énergies trouvées sont : 0,845, 1,25, 1,40, 1,70, 1,83 et 2,15 MeV.

Dispositif expérimental. — La figure 1 montre le dispositif expérimental. Des neutrons d'énergie 2,5 MeV ont été produits en utilisant la réaction $D(d, n)He^3$. Un générateur électrostatique SAMES accélère des deutérons à 300 keV, en présentant un courant maximum de 500 μA. Ces deutérons bombardent d'autres deutérons préalablement adsorbés dans une feuille d'aluminium.

Le diffuseur est un anneau de fer de dimensions : diamètre extérieur, 9,4 cm ; diamètre intérieur, 5,4 cm ; épaisseur, 2 cm. Il entoure le cristal de NaI(Tl).

Les photons émis lors de la diffusion inélastique des neutrons se manifestent dans un cristal cylindrique de NaI(Tl) de 2,5 cm de diamètre et de 2,5 cm

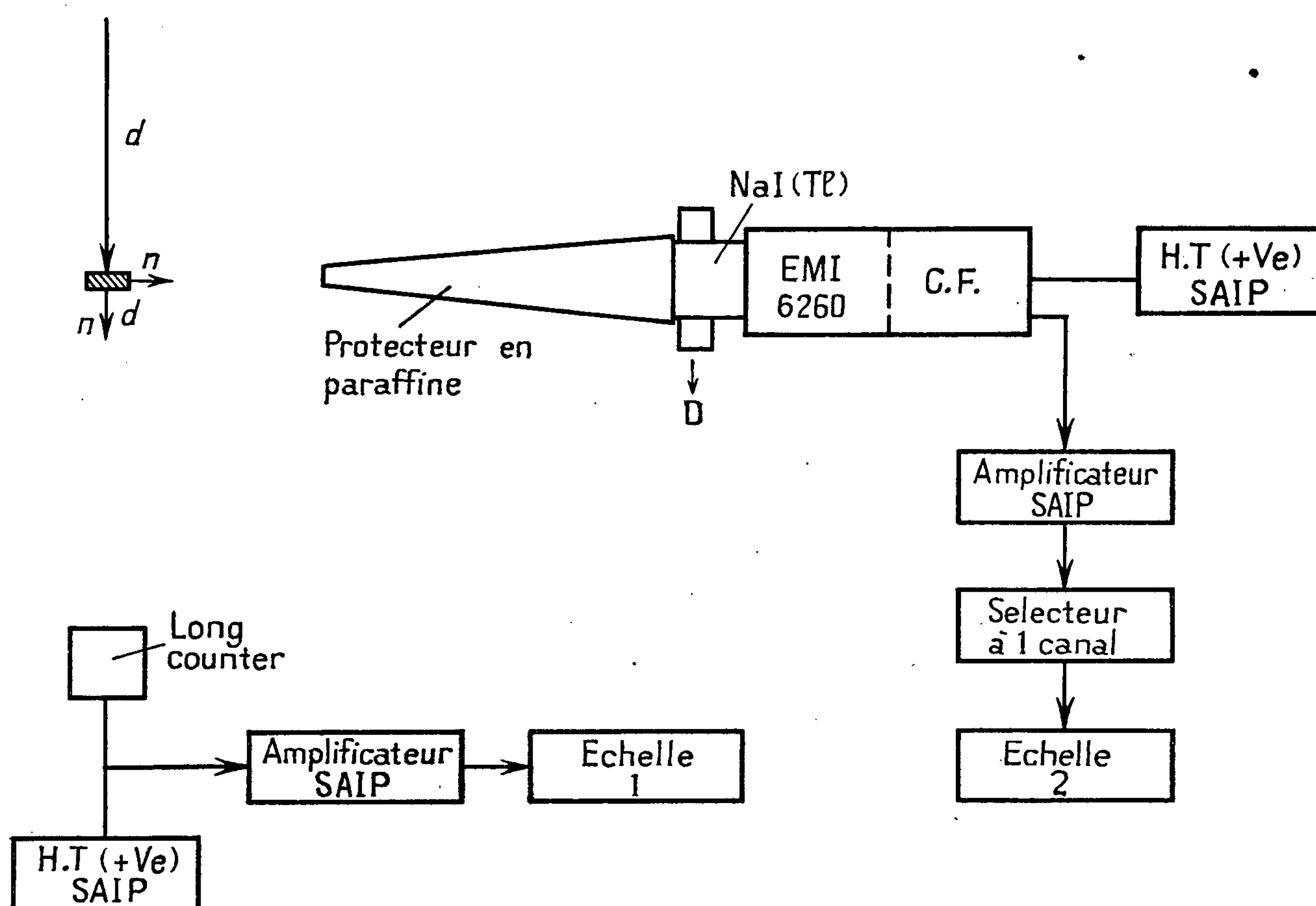


Fig. 1. — Schéma du dispositif expérimental.

de hauteur. Le cristal est appliqué sur la fenêtre d'un photomultiplicateur EMI 6260. Pour obtenir une réponse linéaire jusqu'à 2,62 MeV, nous avons limité à 8 le nombre d'étages d'amplification. La résolution du spectromètre, définie par la largeur à mi-hauteur du pic photoélectrique, est de 8 % pour les rayons γ de 1,12 MeV du ^{65}Zn. La linéarité en énergie a été vérifiée avec les sources suivantes : ^{22}Na (0,51 MeV; 1,28); ^{137}Cs (0,66); ^{65}Zn (0,51; 1,12); ^{134}Cs (0,79); ^{60}Co (1,17; 1,33); Rd Th (2,62 MeV). Il y a proportionnalité à 1 % près entre l'énergie des photons et l'abscisse du pic photoélectrique correspondant.

Un long-compteur, dans une direction de 90° par rapport au diffuseur, a été utilisé comme moniteur du flux de neutrons.

Bruit de fond. — Nous avons étudié la forme et l'intensité du bruit de fond provenant de l'interaction des neutrons avec le cristal et avec la matière environnante.

Nous avons trouvé que le bruit de fond a une allure générale exponentielle, avec des raies à 0,62, 0,85 et 1,50 MeV. Nous avons admis, pour l'instant, comme Griffiths (1), un bruit de fond exponentiel que nous avons estimé (*fig.* 2,

courbe pointillée) suivant la courbe expérimentale obtenue avec le diffuseur de fer.

Résultats. — Les figures 2 et 3 montrent le spectre des rayons γ de la diffusion inélastique des neutrons dans le fer. Des pics photoélectriques correspondant aux raies d'énergie : 0,845, 1,25, 1,40, 1,70, 1,83 et 2,15 MeV

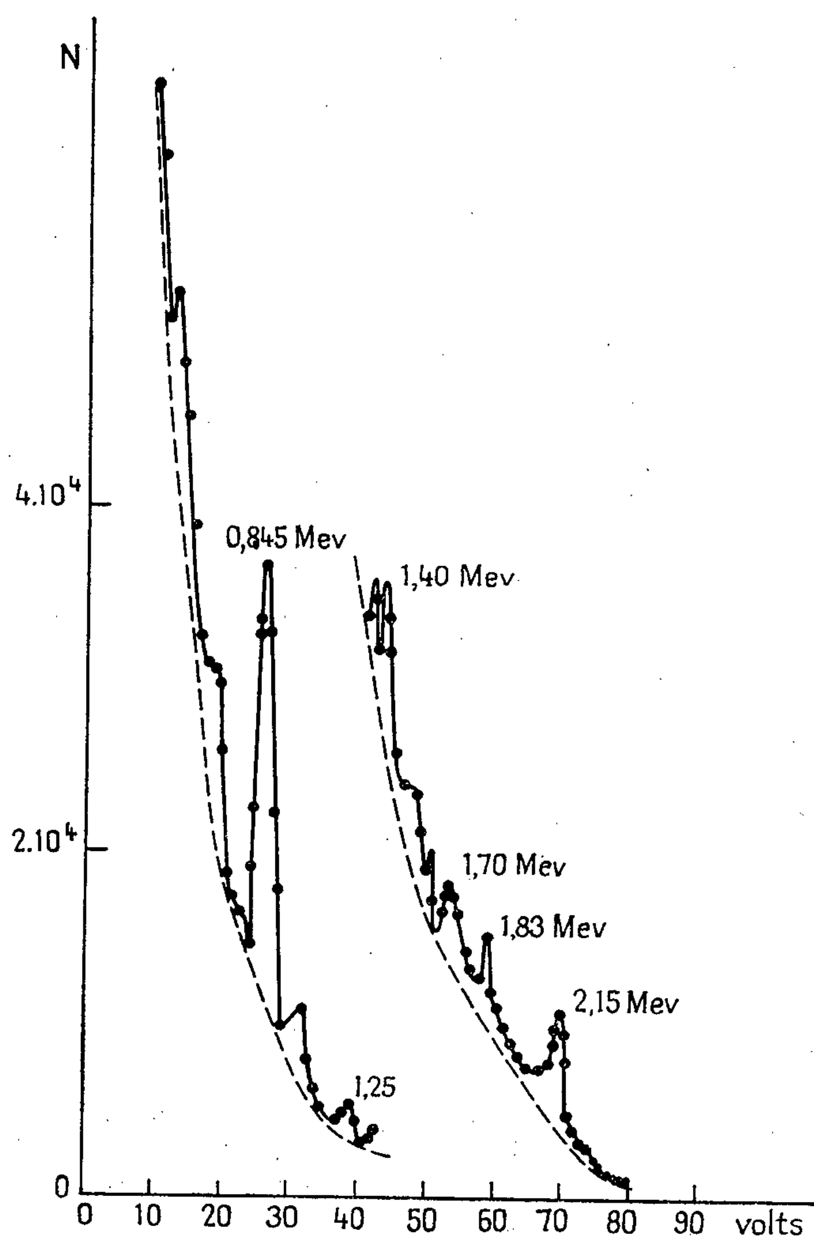


Fig. 2.

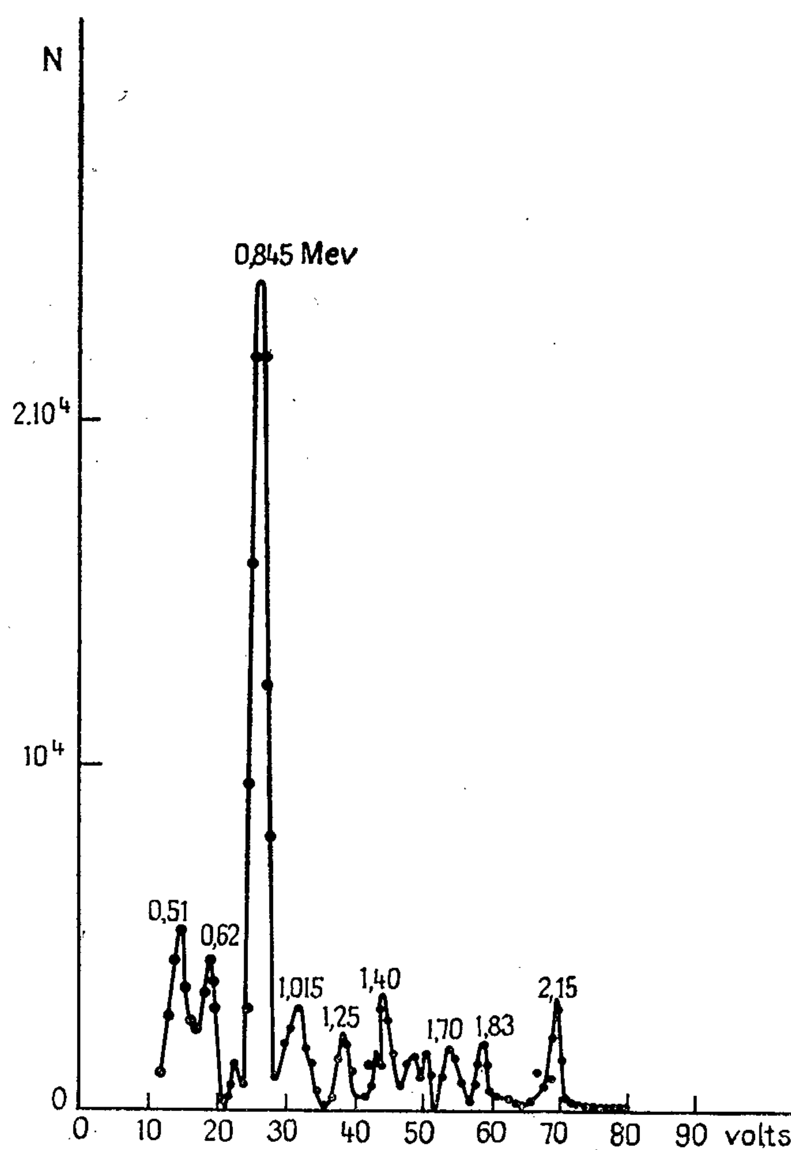


Fig. 3.

Fig. 2. — Spectre γ de la diffusion inélastique dans le fer.

Fig. 3. — Spectre γ de la diffusion inélastique des neutrons dans le fer auquel on a retranché le bruit de fond

sont mis en évidence très clairement. Le pic d'énergie 1,62 MeV peut être dû à la création de pairs à partir des γ de 2,15 MeV avec la perte d'un photon d'annihilation. Le pic de 1,51 MeV n'est probablement pas un pic photoélectrique caractéristique. Le pic à 0,62 MeV s'explique, suivant les travaux de Van Lœf (²) par la diffusion inélastique des neutrons dans l'iode. Le pic à 0,51 MeV peut être un pic d'annihilation. Selon Day (³) le pic de 1,015 MeV peut provenir de la désexitation de l'aluminium qui sert de protection pour le cristal.

Le tableau ci-après résume les résultats trouvés par d'autres expérimentateurs et par nous-mêmes :

Énergies des raies γ trouvées (E_n indique l'énergie des neutrons incidents)

Griffiths [1] $E_n = 4{,}5$ MeV (MeV).	Day [3] 2,5 (MeV).	Rothman [4] 3,5 (MeV).	Expérience actuelle 2,5 (MeV).
–	0,123	–	–
0,85	0,845	0,845	0,845
1,20	1,241	1,23	1,25
–	1,405	–	1,40
1,73	–	–	1,70
–	–	1,80	1,83
2,05	2,18	2,10	2,15
–	2,30	–	–
2,50	–	–	–
3,52	–	–	–

D'autres mesures sont en cours avec un dispositif amélioré.

(*) Séance du 7 octobre 1957.

(1) *Phys. Rev.*, **98**, 1955, p. 579.

(2) VAN LOEF et LIND, *Phys. Rev.*, **101**, 1956, p. 103.

(3) *Phys. Rev.*, 89, 1953, p. 908; *Id.*, **102**, 1956, p. 774.

(4) ROTHMAN, HANS et MANDEVILLE, *Phys. Rev.*, **100**, 1955, p. 83.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Détermination des énergies d'association par l'étude des spectres électroniques d'absorption dans les solvants mixtes.* Note (*) rectificative de M. **Louis Bellon**, présentée par M. Paul Pascal.

Reprenant l'interprétation du modèle adopté dans la Note présentée le 21 janvier 1957 et insérée dans les *Comptes rendus* du 28 janvier, page 592, l'auteur a été amené à remplacer l'équation

$$\frac{x_{AB}}{x_{B(s)}} = \frac{x_A}{x_s}\,\frac{1}{z}\,e^{-2\frac{\Delta E''}{RT}}.$$

par l'équation

$$\frac{x_{AB}}{x_{B(s)}} \neq \frac{x_A}{x_s}\,\frac{1}{z}\,e^{-\frac{\Delta E''}{RT}}.$$

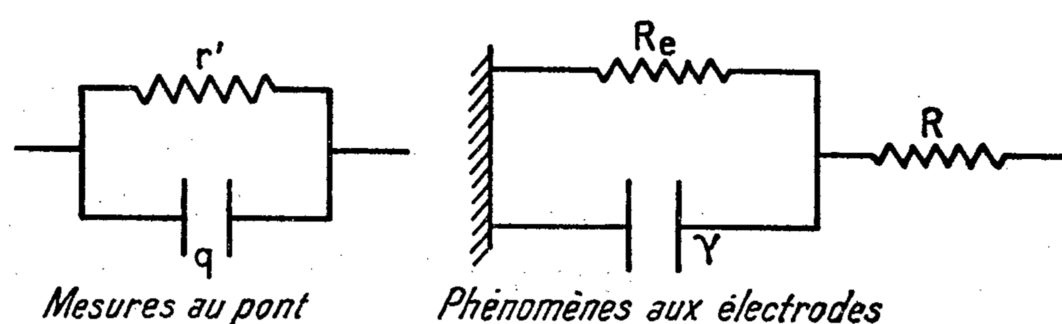
Il en résulte que les valeurs numériques de $\Delta E''$ doivent être multipliées par 2.

(*) Séance du 14 octobre 1957.

ÉLECTROCHIMIE. — *Calcul de l'impédance d'une cellule électrolytique au moyen du diagramme de Smith* (1). Note (*) de MM. **Claude Chalin** et **Élie Picard**, présentée par M. Eugène Darmois.

Dans deux Notes précédentes (2), (3), nous avons indiqué quelques résultats concernant l'influence de différents facteurs sur l'impédance d'une cellule électrolytique.

Il nous a paru intéressant d'indiquer l'adaptation d'une méthode graphique simplifiant considérablement les calculs numériques. Les mesures au pont et les phénomènes aux électrodes sont représentés par



L'équation donnant R_e et γ en fonction de R, r' et q est la suivante :

$$-1+\frac{1}{\frac{R}{r'}+jqR\omega}=\frac{1}{\frac{R}{R_e}+j\gamma R\omega}.$$

Le diagramme de Smith donne les solutions des problèmes de transmissions dans les lignes électriques.

Soit Z l'impédance d'entrée; Z_c l'impédance caractéristique; ρ le coefficient de réflexion du champ électrique ; on pose $z=Z/Z_c=r+js$ et $\rho=e^{-2(u'+jv')}=R'+jX'$. Un calcul classique donne $z=(1+\rho)/(1-\rho)$ ou $z+1=2/(1-\rho)$. Cette transformation est une inversion de centre $(R'=+1, X'=0)$ de puissance 2 suivie d'une symétrie par rapport à l'axe réel.

Les coordonnées du plan complexe des ρ sont alors transformées :

1° les unes $R'=$ const. en des cercles centrés sur l'axe réel, le coupant aux points $+1$ et $(-1+R')/(1+R')$ et de rayon $1/(1+R')$;

2° les autres $X'=$ const. en des cercles centrés sur la droite $R'=+1$ coupant celle-ci aux points ayant pour ordonnées 0 et $2/X'$ et de rayon $1/X'$.

Dans le cas d'une cellule électrolytique l'admittance est donnée par l'équation suivante :

$$a=\frac{a'}{1-a'},\qquad \text{avec}\quad a'=R.A' \quad \text{et} \quad A'=\frac{1}{r'}+jq\omega;$$

r', résistance et q, capacité mesurées au pont et $a=R.A$ avec $A=1/R_e+j\gamma\omega$; R_e et γ représentent les phénomènes aux électrodes.

Les deux transformations, celle de Smith $z=(1+\rho)/(1-\rho)$ et celle correspondant à la cellule $a=a'/(1-a')$ font partie des transformations dites linéaires ou homographiques dont le cas général est donné par l'équation

$$Z=\frac{az+b}{cz+d},$$

$a, b, c, d,$ nombres complexes satisfaisant à la condition $ad-bc\neq 0$.

Pour faire l'étude rapide de ces transformations nous pouvons les considérer comme le résultat de transformations linéaires simples en écrivant si $c\neq 0$:

$$Z=\frac{a}{c}+\frac{\frac{bc-ad}{c^2}}{z+\frac{d}{c}}.$$

On passe ainsi de z à Z par des transformations linéaires simples qui d'un point de vue géométrique peuvent être interprétées soit comme des translations, soit comme des inversions par rapport au cercle unité suivies de symétries par rapport à l'axe réel, soit enfin comme des similitudes de centre O.

Appliquons cette décomposition aux deux transformations ci-dessus mises sous la forme

$$z=-1+-\frac{2}{\rho-1} \quad \text{et} \quad a=-1+-\frac{1}{a'-1}.$$

Le même nombre de transformations linéaires simples permet de passer de ρ à z et de a' à a.

$$\begin{aligned}
z'_1 &= \rho-1 && \text{(translation)}, & z_1 &= a'-1;\\
z'_2 &= \frac{1}{z'_1} && \text{(inversion + symétrie)}, & z_2 &= \frac{1}{z_1};\\
z'_3 &= -2z'_2 && \text{(similitude)}, & z_3 &= -z_2;\\
z &= -1+z'_3 && \text{(translation)}, & a &= -1+z_3.
\end{aligned}$$

Or, l'abaque de Smith donne z en partant de ρ, il faut donc chercher quelle nouvelle transformation doit être effectuée sur les a' pour que les résultats de l'abaque soient aussi les a de la transformation $a=a'/(1-a')$. On pose $z=a$ et en remontant aux variables ρ et a' on trouve qu'elles doivent être liées par la relation

$$\rho=2a'-1.$$

Cette nouvelle transformation peut aussi être décomposée comme précédemment, on a

$$z''_1=2a' \text{ (similitude)} \quad \text{et} \quad \rho=z''_1=1 \text{ (translation)}.$$

Si l'on superpose le plan des a' au plan des ρ la transformation $\rho=2a'-1$ correspond d'un point de vue géométrique à doubler les composantes du vec-

teur d'affixe a' de manière à obtenir z''_1 puis à opérer sur ce nouveau vecteur z''_1 une translation -1.

L'origine du plan des a' se trouve alors au point $R' = -1$, $X' = 0$ et les unités de ce plan sont le double des unités du plan des ρ.

En opérant ainsi on obtient par lecture directe sur l'abaque de Smith les résultats des mesures au pont. A l'intersection de deux cercles orthogonaux correspond un point d'affixe déterminée, le numérotage des cercles centrés sur l'axe réel donne immédiatement la partie réelle de l'impédance et celui des cercles centrés sur la droite $R' = +1$ la partie imaginaire.

Ce procédé graphique au moyen de l'abaque de Smith peut donc être employé toutes les fois que la transformation donnant le résultat des mesures est homographique, et en particulier pour le calcul de l'impédance d'une cellule électrolytique définie précédemment.

(*) Séance du 17 juillet 1957.
(1) *Electronics*, 1944, p. 130.
(2) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1236.
(3) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1309.

ÉLECTROCHIMIE. — *Quelques particularités de la décharge par étincelle cathodique entre une cathode métallique et une solution électrolytique.* Note (*) de M. **Ahmad Banège-Nia**, présentée par M. Eugène Darmois.

On sait depuis Faraday qu'il est possible d'amorcer une décharge luminescente autonome entre une électrode métallique et une autre constituée par une solution électrolytique (1), on sait également que dans une décharge ainsi définie l'aspect des phénomènes change totalement lorsqu'on change la polarité de l'électrolyte (2).

Dans nos expériences dont le schéma de montage est représenté sur la figure 1 la cathode est constituée par un disque de Ni de surface voisine de 4 cm² et la décharge s'effectue dans l'air sous la pression atmosphérique.

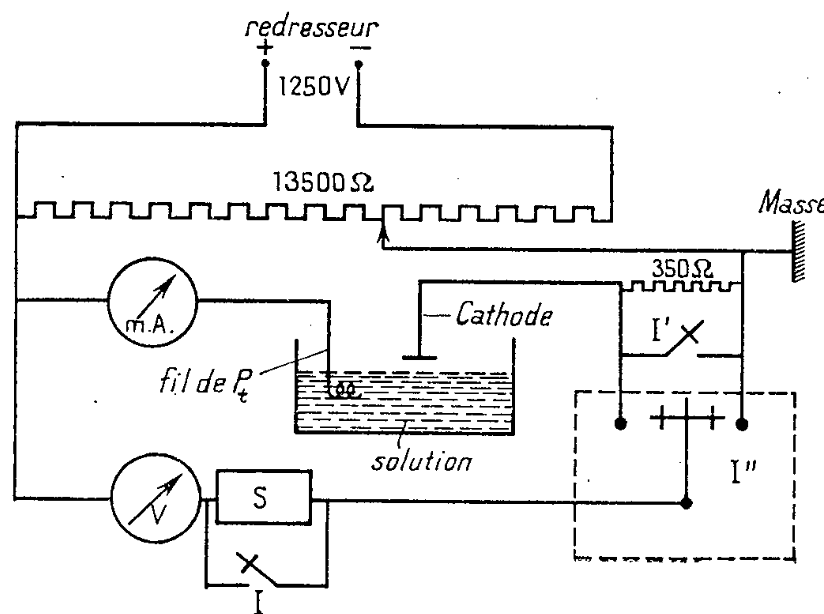


Fig. 1.

L'aspect de cette décharge est le même que si les deux électrodes étaient métalliques et l'on distingue deux régimes analogues à ceux de cette dernière décharge ([3]).

a. Régime étincelle caractérisé par une chute cathodique élevée (de l'ordre de 300 à 350 V) qui est le régime stable lorsque la surface de la cathode est soigneusement polie et propre.

b. Régime arc caractérisé par une chute cathodique beaucoup plus faible (de l'ordre de 80 V) qui serait stable lorsque la surface de la cathode n'étant pas bien polie présenterait en particulier des pointes.

Les caractéristiques de la décharge par arc sont des droites descendantes et nous donnons sur la figure 2 un réseau de ces caractéristiques pour une solution de ClK N/10 à 25° et pour des longueurs d'étincelle allant de 2 à 5 mm.

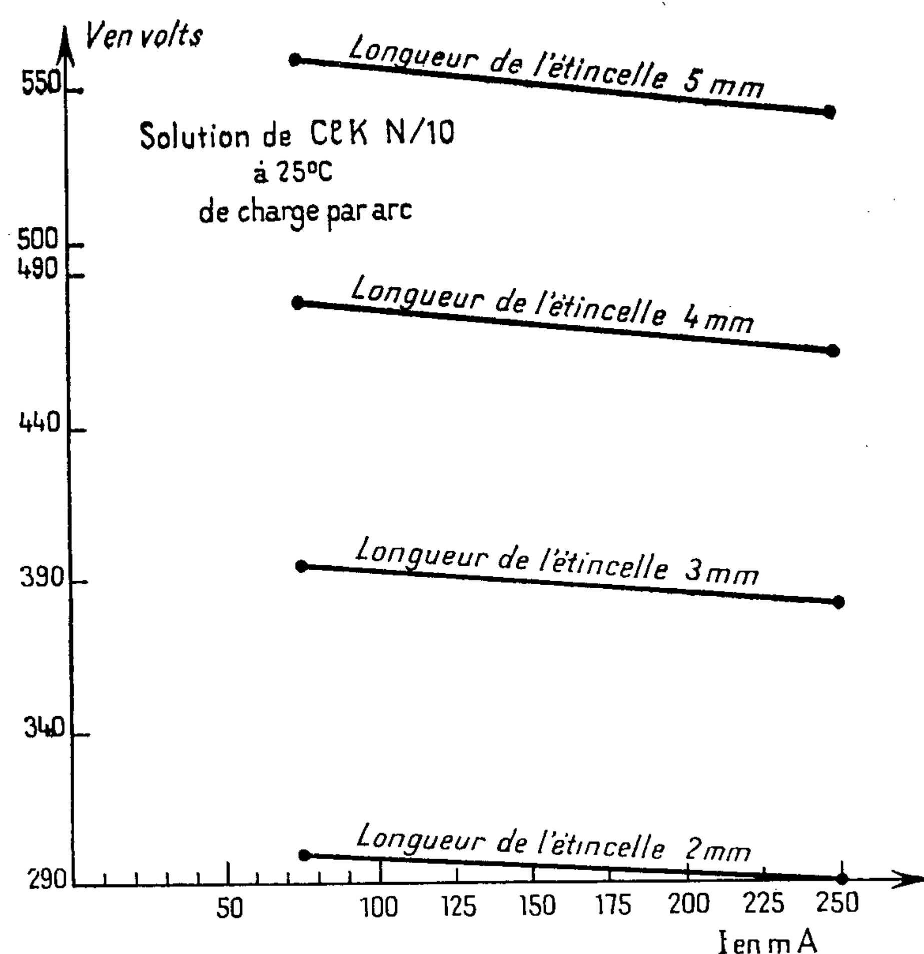


Fig. 2.

Dans le cas de la décharge par étincelle le trait de feu est en général très mobile; on arrive moyennant certaines précautions à le fixer et à faire des mesures reproductibles aux erreurs d'expérience près. Ces précautions consistent à éliminer le plus possible l'effet de bord sur la cathode et à polir cette dernière électrolytiquement.

Dans nos expériences la longueur de l'étincelle n'est définie qu'à $\pm$ 0,25 mm près, d'où résulte une erreur absolue de $\pm (20 + V/100)$ V sur la tension V pour les mêmes conditions d'expérience et la même intensité du courant ([3]).

La chute cathodique étant élevée, la température de la cathode augmente

considérablement, on peut se demander si elle a une influence sur les caractéristiques de la décharge; nous avons fait des mesures pour des solutions de ClH N/10, SO_4H_2 N/10 prises à 25° et pour différentes longueurs d'étincelle avec une cathode refroidie par une circulation d'eau et une autre réchauffée par une résistance chauffante et nous avons constaté que pour des températures allant de la température ordinaire au rouge vif la température de la cathode n'intervient ni sur la forme des caractéristiques ni sur les grandeurs qui les déterminent, mais elle intervient dans l'amorçage de la décharge. On peut amorcer, en effet, une décharge entre une cathode froide et des solutions d'électrolytes forts N, N/10, mais au fur et à mesure que la normalité s'approche de N/100 l'amorçage avec une cathode froide devient très pénible, il est impossible d'amorcer la décharge entre une solution d'électrolyte fort N/1000 et une cathode sans chauffer cette dernière à la température du rouge sombre.

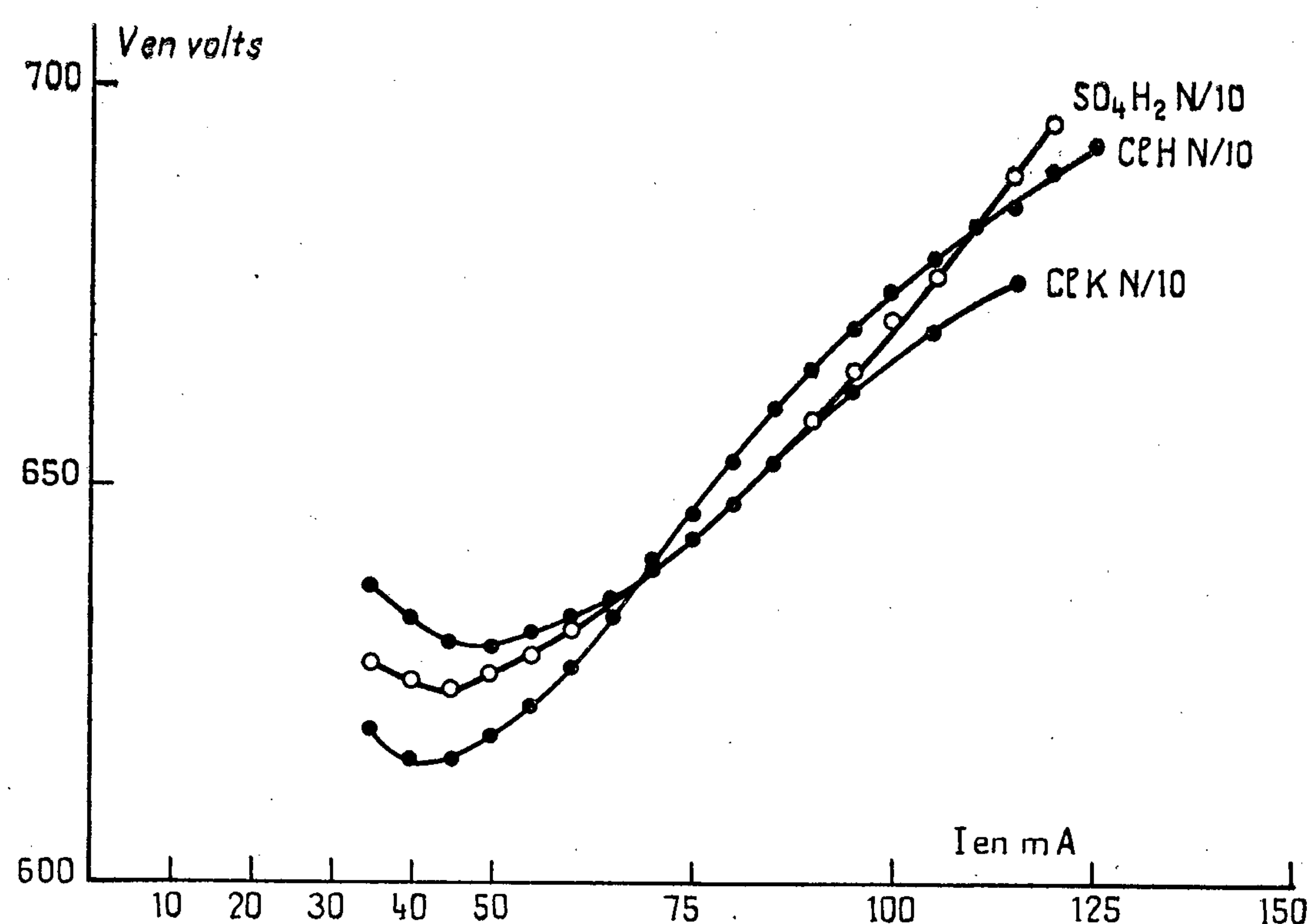


Fig. 3.

Pour étudier l'influence de la nature de l'électrolyte dans la décharge nous avons construit les caractéristiques pour différentes longueurs d'étincelle et pour des solutions de SO_4H_2, ClH, ClK prises à des températures allant de 5 à 50° et avec des normalités variant de N à N/1000 et des solutions d'acide acétique prises aux mêmes températures et avec des normalités N, N/10 et nous avons constaté que :

α. La forme des caractéristiques ne dépend pas de la nature de l'électrolyte;

β. Pour les électrolytes forts de même normalité pris à la même tempé-

rature, les caractéristiques sont, aux erreurs d'expérience près, numériquement identiques. Nous donnons sur la figure 3 les caractéristiques de la décharge par étincelle des solutions N/10 de ClH, SO_4H_2, ClK prises à 25° pour une longueur d'étincelle égale à 3 mm.

(*) Séance du 7 octobre 1957.

(1) Makowetzky, *Z. Electrochem.*, **17**, 1911, p. 217; Klemenc et Millere, *Z. Physik. Chem.*, (B), **40**, 1937, p. 252; Thon, *Comptes rendus*, **197**, 1933, p. 1114; Cousins, *Z. Physik. Chem.*, (B), **4**, 1929, p. 440; Corbino, *Atti. Acad. Lincei*, **5**, 1927, p. 377; P. de Beco, *Thèse d'ingénieur docteur*, Jouve, éditeur; P. Jolibois, *Comptes rendus*, **200**, 1935, p. 1469; **202**, 1936, p. 400; **204**, 1937, p. 1189; L. H. Collet, *J. Phys. Rad.*, **17**, 1956, p. 309.

(2) P. Barret, *Publ. scient. et techn. Min. Air.*

(3) Banège, *Diplôme d'études supérieures*, Paris, avril 1957.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Utilisations métallographiques de la dureté à chaud*

Note (*) de MM. **Jacques Pomey**, **Alain Royez** et **Jean Pol Georges**, présentée par M. Pierre Chevenard.

Dans l'essai de dureté isotherme sous charge constante, le fluage peut être mesuré par l'enfoncement du pénétrateur en fonction du temps. Nous montrons sa corrélation avec la première phase à vitesse d'écoulement ralenti du fluage isotherme sous tension simple uniforme constante. Cette nouvelle méthode par dureté est rapide et nécessite peu de matière.

Dès 1949, nous avons réalisé une machine de dureté à chaud permettant, au cours d'une même chauffe en atmosphère d'argon, d'effectuer successivement 23 empreintes à températures précises, les charges et les durées d'application étant réglables à volonté. Le pénétrateur type Vickers est un diamant à taille pyramidale à 136°. Cette machine de précision est munie de tous les dispositifs de contrôle, d'automaticité et de sécurité de manœuvre qui en rendent l'usage précis, sûr et facile; nous en donnerons la description complète par ailleurs.

Cet appareil nous a permis l'analyse thermique des transformations à l'échauffement et au refroidissement en excellent accord avec l'étude au dilatomètre différentiel Chevenard (*fig.* 1); il nous a permis aussi l'étude de la cinétique du durcissement structural isotherme à la température même à laquelle il se produit; parmi de nombreux avantages, cette méthode évite le risque de perturbation par les transformations éventuelles au refroidissement. Mais l'application la plus intéressante concerne le dégrossissage, rapide et sur petit échantillon, de l'étude du fluage limité à la première phase à vitesse d'écoulement ralentie.

L'essai de fluage par dureté consiste à noter la variation de l'enfoncement du pénétrateur pyramidal en fonction de la durée d'application de la charge

constante, à température constante. En pratique, on effectue toute une série d'empreintes sous même charge et pour des durées d'application échelonnées, puis après refroidissement on mesure au microscope les dimensions d'empreintes et on calcule les duretés correspondantes.

La pression à la surface de contact du pénétrateur et de la pièce, est à chaque instant en équilibre élastique de sorte que la dureté peut être prise arbitrairement comme définition de la contrainte σ. Si ε est la déformation permanente mesurée définissant l'empreinte, on a entre deux mesures de dureté Δ :

$$\frac{\Delta}{\Delta_0} = \frac{\sigma}{\sigma_0} = \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}\right)^2. \tag{1}$$

Alors que, dans le cas idéal du matériau homogène et isotrope, l'essai de dureté qui implique une répartition hétérogène de contraintes triaxiales est plus compliqué que la traction simple, tension uniaxiale et uniforme, par contre, dans la réalité, du fait de la structure microcristalline des métaux, le degré de complexité est pratiquement le même; de sorte qu'on peut penser que les lois du fluage sont de même nature et en corrélation dans ces deux modes de sollicitation.

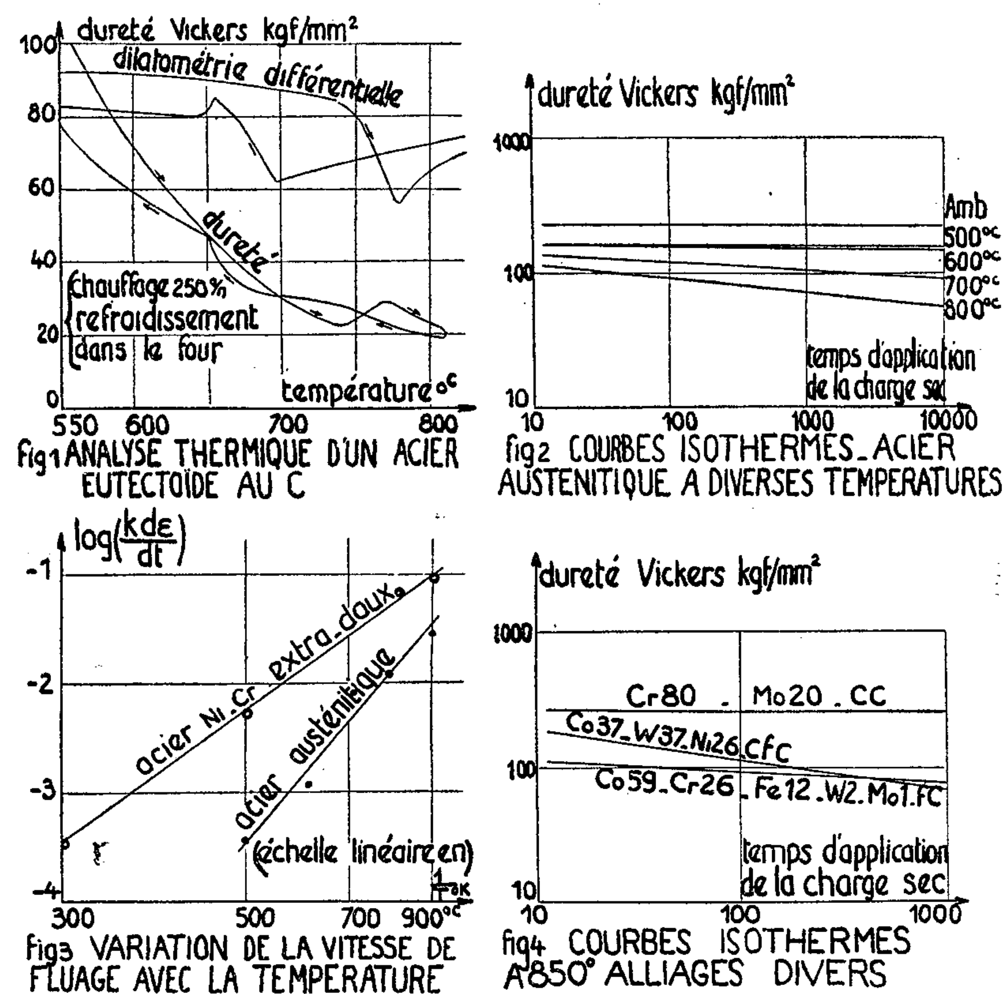


Fig1 ANALYSE THERMIQUE D'UN ACIER EUTECTOÏDE AU C

Fig2 COURBES ISOTHERMES. ACIER AUSTENITIQUE A DIVERSES TEMPERATURES

Fig3 VARIATION DE LA VITESSE DE FLUAGE AVEC LA TEMPERATURE

Fig4 COURBES ISOTHERMES A 850° ALLIAGES DIVERS

Dans le cas du métal structuralement stable, et dans la première phase du fluage isotherme à contrainte constante, on admet la relation

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \left(\frac{t}{t_0}\right)^m \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^n \tag{2}$$

m et n étant des constantes dépendant de l'alliage et de la température. Mais dans le cas de la dureté, la contrainte σ décroît dans le temps par suite de la corrélation ([1]), de sorte que, en toute rigueur, la relation ([2]) ne devrait pas s'appliquer. Toutefois, si nous nous limitons aux cas où l'état d'écrouissage dépend en première approximation de la déformation ε réalisée et non de la loi selon laquelle celle-ci a été obtenue, on peut admettre en première approximation que la vitesse de déformation $d\varepsilon/dt$ ne dépend que des valeurs de la déformation permanente ε à l'instant considéré t et de la contrainte σ appliquée au même moment, mais non pas du temps écoulé t. Dans ces conditions restrictives, peu importe la relation entre ε et σ au cours de l'histoire antérieure et en particulier ce peut être celle imposée par la nature même de l'essai de dureté. Nous en déduisons

$$\frac{\sigma}{\sigma_0}=\left[(2n+1)\frac{t}{t_0}\right]^{-\frac{m}{n+\frac{1}{2}}}.$$

Si, en coordonnées logarithmiques, nous portons la dureté Δ en fonction du temps d'application t, nous trouvons des droites de pente $p=-\{m/[n+(1/2)]\}$.

Pour vérifier cette relation sur un acier austénitique de composition Ni = 15, Cr = 13,7, W = 1,86, Mo = 0,52, Mn = 0,54, Si = 1,0, C = 0,43, nous avons opéré à trois températures 600, 700 et 800°, d'une part en traction simple à charge constante sur machine Chevenard, et d'autre part, en dureté sur notre machine (*fig.* 2). Ayant calculé les paramètres $m/[n+1/2]$ des essais de traction, nous les avons comparés aux pentes p des droites du diagramme de dureté. Les résultats obtenus sont les suivants :

Température (°C).	m.	n.	$\frac{m}{n+\frac{1}{2}}$.	$-p$.	Écart relatif (%).
600..............	0,07	$\#3$	0,020	0,013	35
700..............	0,25	$\#3$	0,0715	0,068	5
800..............	0,414	$\#3$	0,1185	0,1165	2

A 700 et 800°, la mesure de p est précise et la concordance est satisfaisante entre les deux méthodes.

Si maintenant pour un même alliage nous comparons des essais de fluage isothermes par dureté à charge constante, effectués à différentes températures absolues T, nous pouvons, à chaque instant, calculer la vitesse de déformation par la relation

$$\frac{d\varepsilon}{dt}=-\frac{\varepsilon_0 p}{2}\left(\frac{t_0}{2n+1}\right)^{\frac{n}{2}}t^{-\frac{p}{2}-1}$$

déduite des équations précédentes. Portant en coordonnées semi-logarithmiques $\log(\varepsilon_0 p)/2\,[t_0/(2n+1)^{p/2}]$ et $1/T$, nous trouvons (*fig.* 3) au degré de précision de nos essais, une droite de pente négative. Ceci confirme la loi, connue dans le

cas de la traction simple isotherme à charge constante, que la vitesse de fluage croît exponentiellement avec la température absolue.

Nous avons fait un très large usage de cet appareil et de ces méthodes en raison du peu de matière nécessaire, de la commodité et de la rapidité d'exécution des essais pour comparer de nombreux alliages et par la suite ne faire porter les essais définitifs, qui sont longs et coûteux, que sur un nombre très limité d'alliages reconnus les plus intéressants par l'essai de dureté. Dans ces comparaisons en relation avec le fluage usuel, nous attachons une grande importance à la pente p. La dureté n'est à prendre en considération dans les comparaisons à même température de deux alliages qu'à égalité de pente, ou encore si le plus dur est celui dont la pente est la plus faible (en valeur absolue) (*fig.* 4).

(*) Séance du 14 octobre 1957.

CHIMIE MINÉRALE. — *Obtention de différentes variétés de bioxyde de plomb par attaque nitrique du minium.* Note (*) de MM. **Laurent Seigneurin** et **Jean Brenet**, présentée par M. Louis de Broglie.

Il a été étudié le système acide nitrique, oxyde de plomb Pb_3O_4. On met en évidence l'influence de la concentration des solutions nitriques sur la variété de PbO_2 obtenu par attaque acide.

On admet généralement que l'attaque acide du minium Pb_3O_4 conduit à l'oxyde Puce quadratique PbO_2. Il semblait intéressant de voir si la concentration de l'acide avait ou non une influence sur la structure du bioxyde obtenu comme dans le cas de la formation de MnO_2 à partir de Mn_2O_3 (1).

Le minium a été attaqué par des solutions d'acide nitrique (50 à 100 fois la quantité théorique, de différentes concentrations, portées à l'ébullition. Les produits obtenus ont été étudiés aux rayons X (rayonnement Kα du Cu) et par thermogravimétrie à la thermobalance Eyraud.

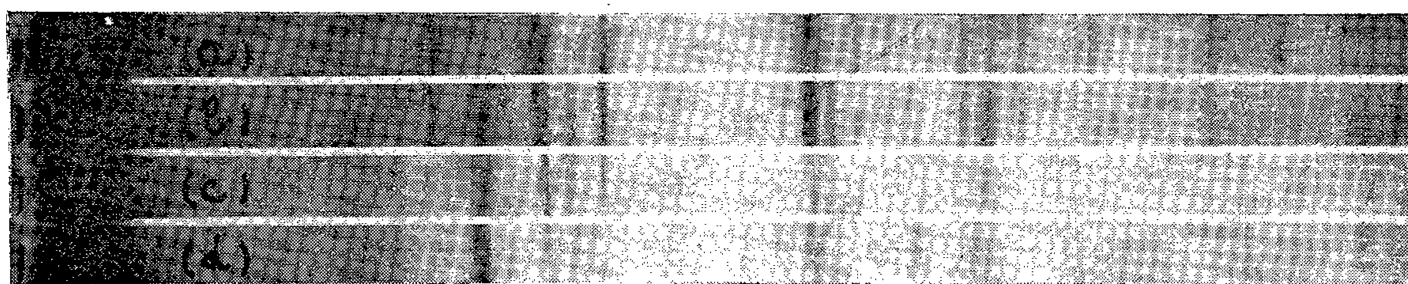


Fig. 1.

Les rayons X révèlent que pour certaines concentrations, à côté de la phase quadratique de type rutile (*fig.* 1 *a*), apparaît une deuxième phase (*fig.* 1 *b*). L'étude thermogravimétrique donne deux types de courbes de décomposition thermique (*fig.* 2, I et II).

La figure 2(I) est relative à la décomposition du bioxyde de plomb quadratique et la figure 2(II) à la décomposition des produits contenant le mélange des deux phases.

Ces résultats nous permettent de tirer les conclusions suivantes :

La phase non quadratique a pour formule PbO_2 et donne par chauffage progressif à 500° du protoxyde de plomb PbO sans passer par le stade Pb_3O_4.

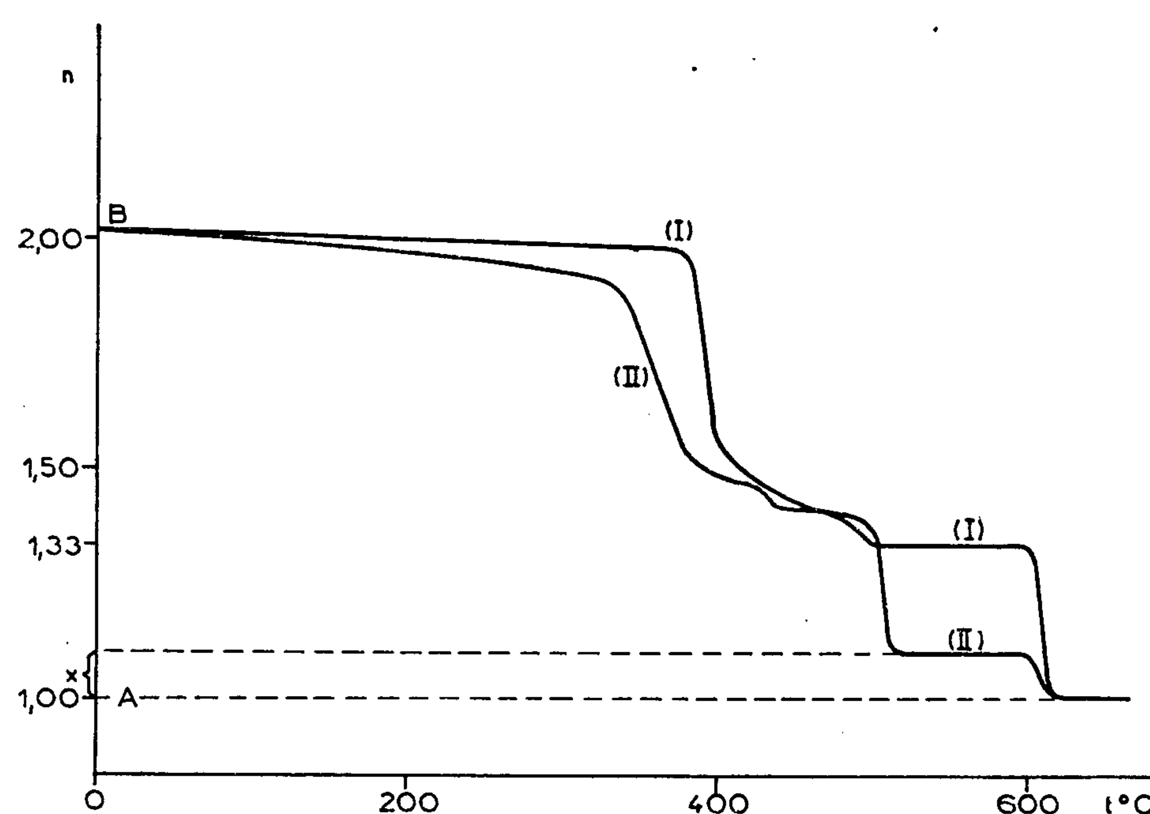


Fig. 2.

Si nous supposons que la décomposition de la phase quadratique du mélange n'est pas influencée par la seconde phase, nous pouvons déduire des courbes thermogravimétriques la teneur en variété β quadratique en fonction de la concentration des solutions d'attaque de Pb_3O_4 (*fig.* 3).

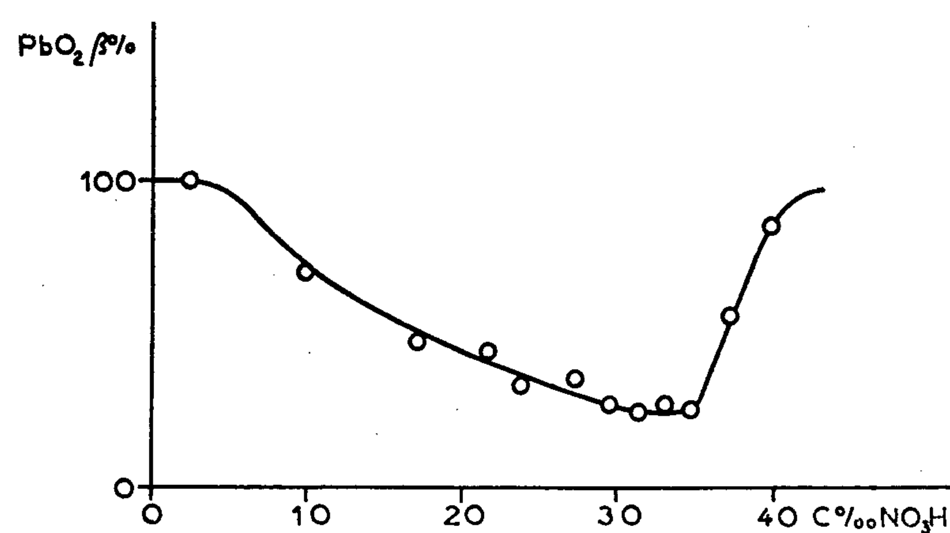


Fig. 3.

Cette teneur est donnée par le rapport $3x/AB$ déterminé sur les courbes thermogravimétriques (*fig.* 2).

D'après des travaux récents ([2]), ([3]), ([4]), ([5]), il existe effectivement à côté de la phase de type rutile ou βPbO_2, deux autres variétés, une α-orthorhom-

bique (*fig.* 1 *c*), et une de formule $PbO_{1,87}$, dont la structure n'a pas été établie ; nous l'appellerons γPbO_2 (*fig.* 1 *d*).

L'étude comparée des clichés de rayons X nous permet d'identifier la deuxième phase du mélange (*fig.* 1 *b*) comme étant la phase α.

Si les deux variétés α et β sont sensiblement stœchiométriques, il n'en est pas de même de la variété γ. Les diagrammes X relatifs aux phases α et γ (*fig.* 1 *c* et *d*) montrent que si les positions des raies sont à peu près identiques, les intensités sont très différentes. Or, la variété orthorhombique, préparée par oxydation anodique d'une solution d'acétate de Pb(N/8) et chauffée progressivement, subit à 350° une perte de poids de 0,9 % suivie d'un palier. Le diagramme X du produit correspondant à ce palier est identique à celui de la variété γ. La variété α se transforme donc avec une perte de poids correspondant à 1/8 d'atome-gramme d'oxygène par molécule PbO_2 en la variété γ. Il semble donc, d'après nos premiers résultats, que la variété γ pourrait être de même structure que la variété α avec une maille légèrement déformée.

(*) Séance du 14 octobre 1957.

(1) J. Brenet, A. Grund, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2343.

(2) Th. Katz, *Ann. Chim.*, 12e série, 5, 1950, p. 50.

(3) Faivre et R. Weiss, *Congrès International de Chimie pure et appliquée*, Paris, juillet 1957.

(4) A. J. Zaslavsci, J. D. Kondrachov et S. S. Tolkatchev, *Dokladi Acad. Nauk U.R.S.S.*, 75, 1950, n° 4, p. 559.

(5) Bode et Ernst Voss, *Z. Electrochemie*, 60, 1956, p. 1053.

CHIMIE MINÉRALE. — *Étude thermogravimétrique des sulfates simples et doubles de cobalt et de potassium, rubidium et césium.* Note (*) de

Mmes **Nathalie Demassieux** et **Colette Malard**, présentée par M. Marcel Delépine.

Cette étude a été faite à température croissante de 20 à 1000°. Les sulfates de potassium, rubidium et césium présentent une légère perte de poids seulement au-delà de 900°. Le sulfate de cobalt heptahydraté devient monohydraté, anhydre et se décompose en oxyde Co_3O_4, puis en oxyde CoO. Les sulfates doubles de cobalt et de potassium, rubidium et césium hexahydratés deviennent dihydratés puis anhydres.

De nombreux auteurs ont fait l'étude de sulfates doubles de la série magnésienne à la température ordinaire. Nous avons essayé d'examiner les modifications subies par les composés de nickel et de cobalt avec les sulfates des trois métaux alcalins : potassium, rubidium et césium pour des températures allant jusqu'à 1000°. D'autre part, nous avons abordé, suivant la même technique, les séléniates simples et doubles de nickel et de cobalt avec les mêmes métaux alcalins. Le comportement des séléniates doubles n'a pas encore été étudié aux températures élevées.

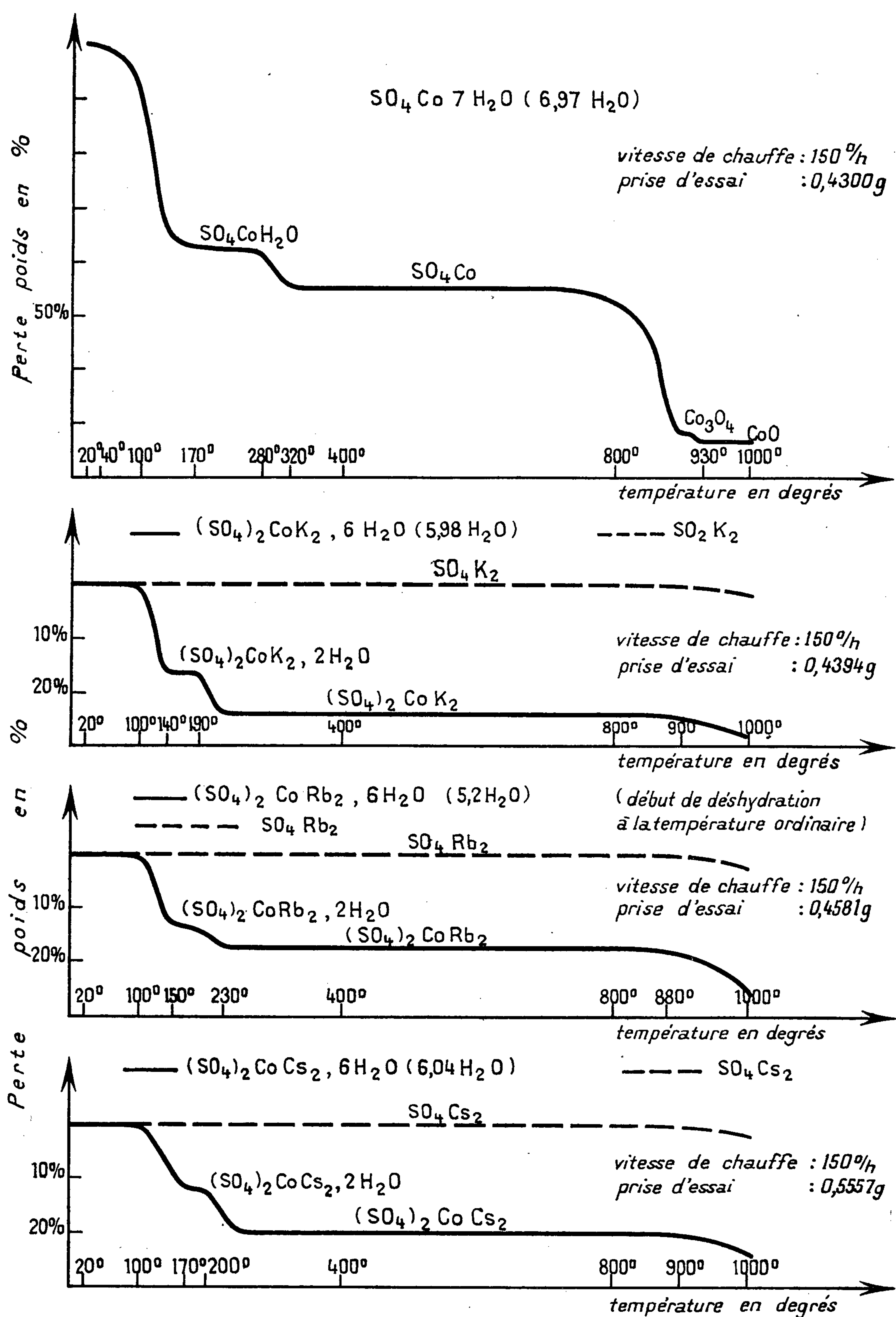


Fig. 1. — Diagrammes thermogravimétriques. Perte de poids en fonction de la température en degrés.

Nous avons fait cette étude avec une thermobalance : système Chévenard-Joummier. Les prises d'essai étaient de 0,5 g environ et la vitesse de chauffe de 150°/h.

Dans la présente Note, nous examinons les sulfates doubles de cobalt et de potassium, rubidium et césium dont le comportement présente des analogies étroites. Les trois sels hexahydratés ([1]) perdent leur eau en deux étapes. Le premier départ se produit vers 100°, suivi d'un palier plus ou moins marqué pour une composition correspondant au dihydrate entre 140-190° environ. Les deux dernières molécules d'eau partent ensuite en une seule fois. Vers 230°, les sels anhydres sont formés. Ensuite, aucune perte de poids n'est enregistrée avant 900°. De 900 à 1000°, une légère perte semble être due à une volatilisation, le résidu solide restant le sel anhydre (*fig.* 1).

L'examen des sulfates de la série magnésienne avec le sulfate de potassium a été fait précédemment jusqu'à 350° ([2]). D'autre part, Caven et Ferguson ([3]), au cours d'une étude par les tensions de dissociation, ont également signalé la formation de dihydrates.

La partie nouvelle de cette étude, aux températures supérieures à 350°, nous a permis de constater la stabilité thermique relativement grande des sels doubles anhydres. Nous avons voulu comparer le comportement de ces sels doubles avec celui de leurs composants. N'ayant pas trouvé au-delà de 400° d'étude à température régulièrement croissante ([2]), ([4]), nous avons enregistré la courbe de décomposition du sulfate de cobalt à 7 mol d'eau (*fig.* 1). Le sulfate de cobalt hexahydraté perd 6 mol d'eau à partir de 40°, pour aboutir à 170° à un monohydrate, stable jusqu'à 280°. La dernière molécule d'eau est totalement éliminée à 320°. Le sulfate de cobalt anhydre est stable jusqu'à 730° environ. A partir de cette température, il se décompose en donnant l'oxyde Co_3O_4, qui se transforme à 930° en oxyde CoO. Marchal ([5]), par les mesures de tension de dissociation, n'a signalé que l'oxyde CoO. D'autre part (*fig.* 1), les courbes relatives aux sulfates de potassium, rubidium et césium n'accusent pas de variation de poids avant 900°. A partir de 900°, on observe une très légère perte due probablement à la volatilisation de ces sels. Ces résultats concordent avec ceux donnés, pour un travail à température constante, par Spicyn et Shostak ([6]).

(*) Séance du 7 octobre 1957.

([1]) Par suite d'une déshydratation à la température ordinaire, le sel de rubidium employé n'a que 5,2 mol d'eau.

([2]) N. Demassieux et B. Fedoroff, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 457; 206, 1938, p. 1649; 208, 1939, p. 1223; 208, 1939, p. 1581; *Ann. Chim.*, 2, 1941, p. 215; B. Fedoroff (*Thèse*), *Ann. Chim.*, 2, 1941, p. 154.

([3]) *J. Chim. Soc.*, 125, 1924, p. 1307.

(4) Hammel, *Ann. Chim.*, 2, 1939, p. 247-358.
(5) *J. Chim. Phys.*, 22, 1925, p. 325-558.
(6) *Zh. Obshch. Khin. S. S. S. R.*, 19, 1949, n° 10, p. 1801.

(Laboratoire de Chimie C, Faculté des Sciences, Paris.)

CHIMIE MINÉRALE. — *Spectres d'absorption ultraviolet du bisulfate de nitrosyle dans des mélanges d'acide sulfurique et d'eau.* Note (*) de M. **Jean M. R. Deschamps**, présentée par M. Paul Pascal.

Les spectres d'absorption ultraviolets du bisulfate de nitrosyle dans les mélanges d'acide sulfurique et d'eau dont les concentrations varient entre 96 et 70 % présentent un point isobestique. Les deux entités absorbantes sont l'ion nitrosonium et probablement l'ion nitroacidium.

Dans une Note déjà ancienne (1) nous avions donné quelques indications qualitatives sur le spectre d'absorption ultraviolet de l'ion nitrosonium (NO^+) dans l'acide sulfurique distillé (98 %) : absence complète d'absorption sélective entre 2 200 et 4 000 Å.

Depuis lors, cette étude a été très étendue. Le vecteur de l'ion nitrosonium qui était initialement le chlorure de nitrosyle a été remplacé par le bisulfate de nitrosyle et, plus rarement, par le nitrite de sodium. Les spectres d'absorption de ces substances ont été étudiés en utilisant des solvants minéraux, anhydres ou non, et des solvants organiques; c'est ainsi que les spectres de bisulfate de nitrosyle dans des mélanges d'acide sulfurique et d'eau ont fait l'objet d'une étude détaillée.

Les spectres d'absorption des solutions de nitrite de sodium dans les mélanges d'acide sulfurique et d'eau ont été décrits dans une courte publication de Bayliss et Watts (2), suivie d'un Mémoire important (3) et les spectres de cette même substance dans les mélanges d'acide perchlorique et d'eau ont été discutés par Singer et Vamplew (4). Les premiers de ces auteurs admettent qu'il existe dans ces mélanges trois particules : deux absorbantes, l'ion nitrosonium (NO^+) et l'acide nitreux (HNO_2), la troisième transparente serait l'ion nitroacidium ($H_2NO_2^+$). Dans les mélanges d'acide perchlorique et d'eau, Singer et Vamplew ne trouvent que deux particules qu'ils pensent être l'ion nitrosonium et l'acide nitreux.

Dans les mélanges d'acide sulfurique et d'eau, les spectres présentent une bande d'absorption dont la longueur d'onde du maximum varie, d'après Bayliss et Watts, de 2 160 Å dans l'acide sulfurique à 95 %, à près de 2 600 Å dans les mélanges à 55 %. Nos résultats confirment qualitativement ceux de ces auteurs mais nous ne saurions affirmer pour l'instant l'existence d'un maximum dans le cas où le solvant est l'acide à 95 % : en effet, au-dessous de 2 200 Å les erreurs dues à la lumière parasite croissent très rapidement lorsque

la longueur d'onde diminue. Le maximum observé, s'il est réel, se trouve alors à une longueur d'onde qui peut être sensiblement inférieure à celle trouvée. Mais nous ne saurions attribuer la bande d'absorption à l'ion nitrosonium seul. Le déplacement de plus de 400 Å de la longueur d'onde maximum de cette bande n'est pas dû uniquement au changement de composition du solvant de 95 à 55 % d'acide sulfurique. La figure 1 reproduit quelques spectres d'absor-

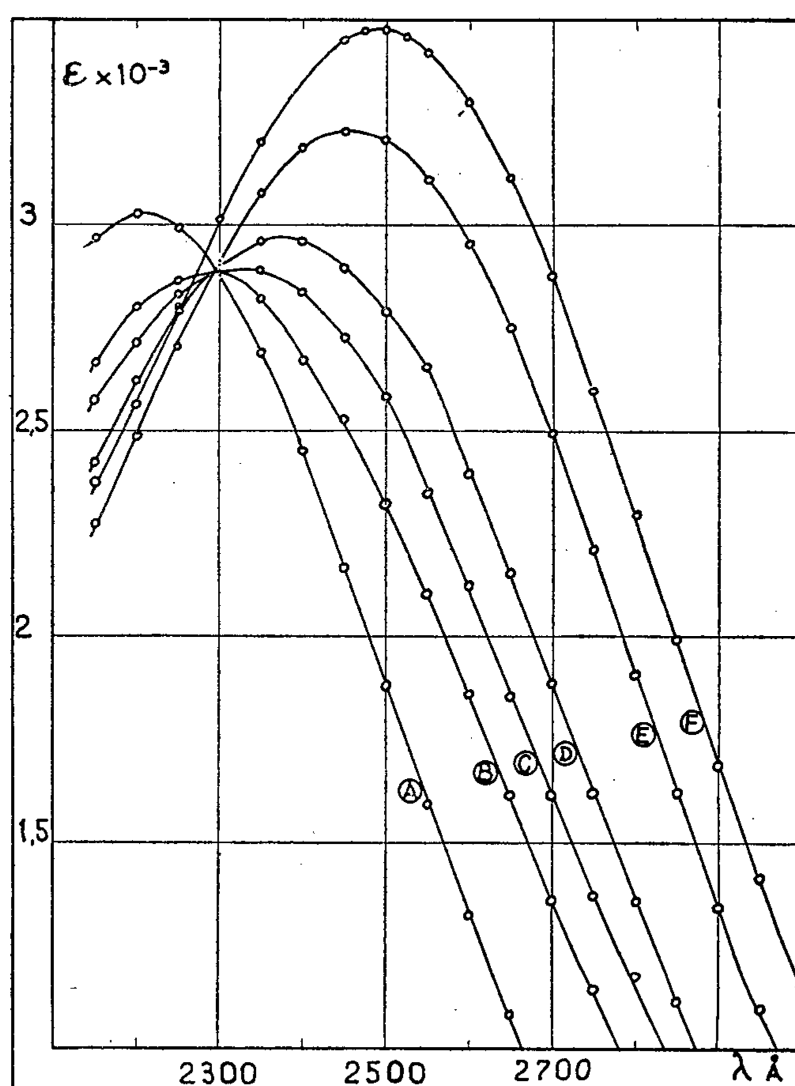


Fig. 1. — Spectres du bisulfate de nitrosyle dans des mélanges d'acide sulfurique et d'eau de concentrations variables : A = 96 %, B = 90 %, C = 88 %, D = 85 %, E = 77,3 %, F = 70,5 % d'acide sulfurique.

ption dans des solvants dont les concentrations s'échelonnent entre 96 et 70,5 % d'acide sulfurique. Le coefficient d'extinction (ε) représente la densité optique du soluté pour une épaisseur unité (1 cm) et une concentration unité, exprimée en moles de bisulfate de nitrosyle par litre. Jusqu'à la concentration de 77,3 % (spectres A à E) nous avons vérifié qu'il n'existe pas d'acide nitreux décelable. Dans le cas du spectre F, obtenu avec un solvant à 70,5 % d'acide sulfurique il y a quelques pour-cent d'acide nitreux. Ce spectre (F) se confond pratiquement avec le spectre E aux longueurs d'onde inférieures à 2 300 Å.

L'existence d'un point isobestique ($\lambda_i \simeq 2300$ Å, $\varepsilon_i \simeq 2900$) est nette et implique l'existence de deux particules absorbantes dans ces mélanges. L'une est l'ion nitrosonium (NO^+), mais comme il n'y a pas d'acide nitreux, il faut admettre la présence d'une autre particule non identifiée. Nous pensons qu'elle peut être l'ion nitroacidium. Il ne semble pas probable en effet que

cet ion, dont l'existence a été admise d'après des considérations de mécanismes de réaction ([5]), soit transparent dans l'ultraviolet alors que toutes les autres particules de cette famille absorbent : NO_2^-, HNO_2, NO^+, ... L'identification de cette particule sera discutée dans une prochaine publication.

(*) Séance du 14 octobre 1957.

(1) J. Deschamps, *Mém. Serv. Chim. État*, 38, 1953, p. 335.

(2) *Chem. and Ind.*, 1955, p. 1353.

(3) *Ibid.*, *Austral. J. Chem.*, 9, 1956, p. 333.

(4) *J. Chem. Soc.*, 1956, p. 3971.

(5) E. D. Hughes, C. K. Ingold et al., *Nature*, 166, 1950, p. 642; C. K. Ingold, *Structure and mechanism in organic chemistry*, p. 398; G. Bell and Sons Ltd., London, 1953; C. A. Bunton, D. R. Llewellyn et G. Stedman, *Nature*, 175, 1955, p. 83.

(*Laboratoire central des Services chimiques, Paris, 4e.*)

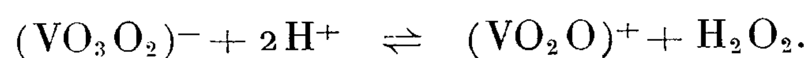
CHIMIE MINÉRALE. — *Étude des pervanadates en solution.* Note (*) de M. **Pierre Souchay** et Mlle **Françoise Chauveau**, présentée par M. Georges Chaudron.

L'étude du comportement vanadates-eau oxygénée en solution permet de mettre en évidence les différentes sortes de pervanadates d'une façon rapide et sûre, alors que l'isolement des composés solides purs est souvent incertain, à cause du départ facile de leur oxygène actif.

L'état des solutions est défini en particulier par la concentration c en vanadium, par x, nombre de moles de base forte par atome V, et par q, rapport molécules-H_2O_2 introduites/atomes V. Dans les formules des persels, l'oxygène actif est figuré à part.

1° *Métavanadate* ($x=1$) ([1]), ([2]). — Le titrage cryoscopique en milieu SO_4Na_2, ou spectrophotométrique, du métavanadate par H_2O_2, montre l'existence exclusive de $(VO_3O_2)Na$ jaune orange. Les légères anomalies rencontrées dans les solutions de $q<2$ s'expliquent par l'apparition simultanée de vanadates acides. La vitesse de destruction de H_2O_2 en présence de métavanadate est remarquablement faible par rapport à celle observée pour les autres solutions vanadiques (études cinétiques en cours).

2° *Solutions acides.* — L'ion précédent se transforme en cation grenat ([3]), catalyseur actif de décomposition de H_2O_2, suivant l'équilibre

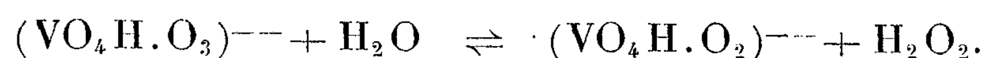


$$(VO_3O_2)^- + 2H^+ \rightleftharpoons (VO_2O)^+ + H_2O_2.$$

Il est prouvé que dans cet équilibre n'intervient aucune autre espèce, en particulier l'acide non dissocié qui, comme dans la série vanadique, n'existe pas.

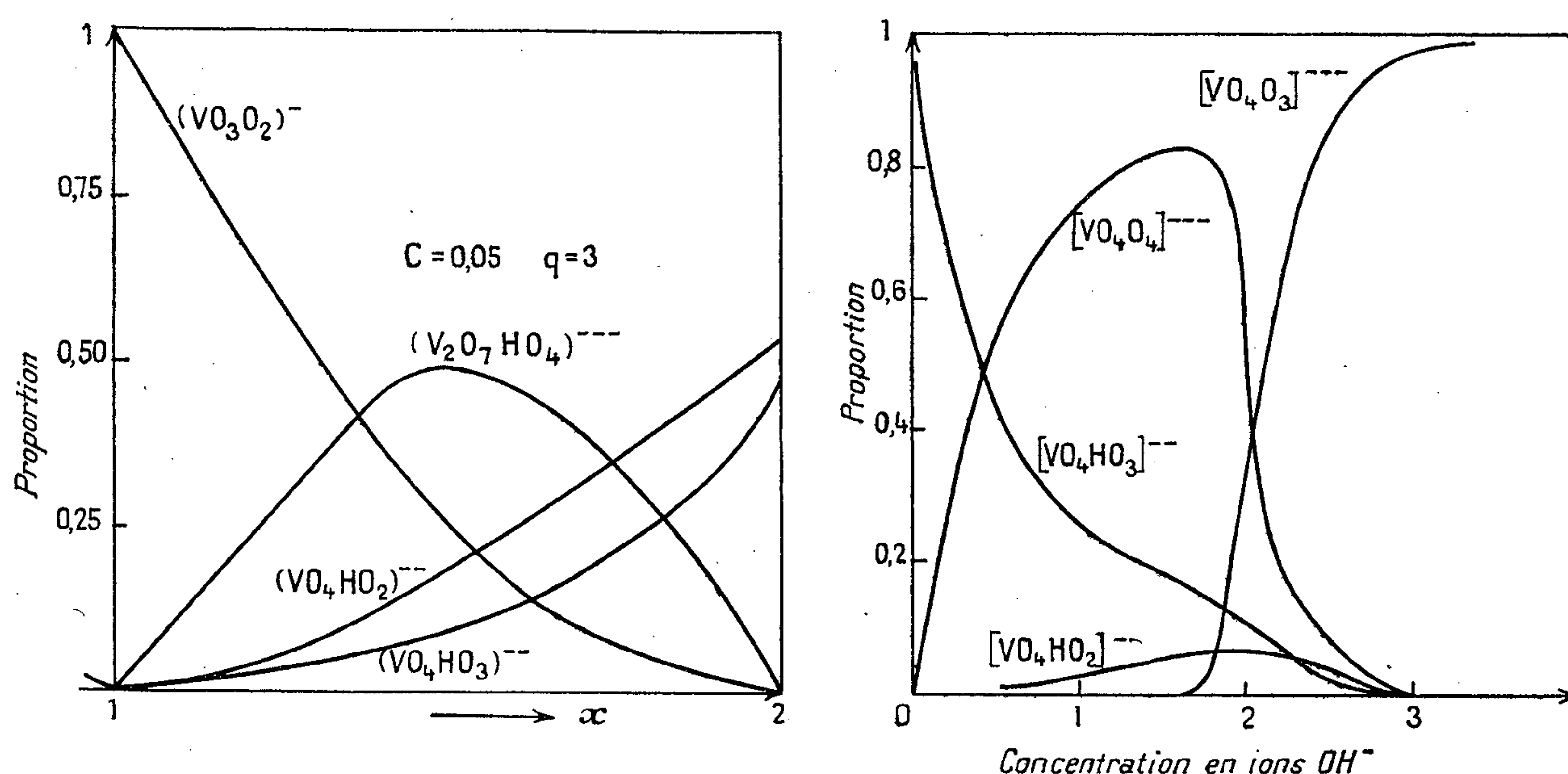
3. *Pyrovanadates* ($x=2$) ([4]). — En appliquant les mêmes méthodes qu'avec les métavanadates, mais effectuant la cryoscopie dans l'eutectique NO_3K-eau,

en raison de la facile décomposition des solutions, on a pu mettre en évidence les deux séries jaune clair du type $(VO_4H.O_2)K_2$ et $(VO_4H.O_3)K_2$; la dernière n'est stable qu'en milieu concentré, en raison de l'équilibre



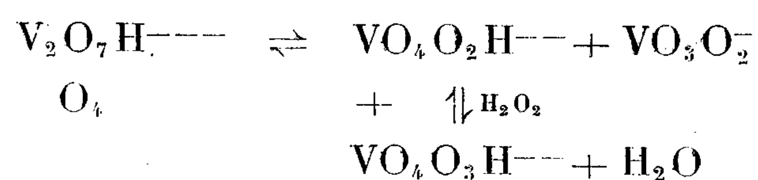
$$(VO_4H.O_3)^{---} + H_2O \rightleftharpoons (VO_4H.O_2)^{---} + H_2O_2.$$

Alors que les ions pyrovanadiques existent sous deux formes en équilibre : $V_2O_7^{-} + H_2O \rightleftharpoons 2VO_4H^{--}$, les ions perpyro n'existent que sous forme monomère ([5]).



4. *Composé intermédiaire entre méta et pyro* ($x = 1,5$). — Les pyrovanadates pouvant exister sous la forme $V_2O_7Na_4$, il était logique d'envisager l'existence de « pyrovanadates acides » du type $V_2O_7HNa_3$ ($x = 1,5$); des travaux récents montrent effectivement leur présence dans les solutions vanadiques, mais en faible proportion. Par contre, les perpyrovanadates acides $(V_2O_7HO_4)Na_3$ apparaissent nettement dans les mélanges perméta-perpyro, dont l'abaissement cryoscopique est toujours inférieur à celui, normal, des constituants.

De même, les courbes de titrage potentiométrique donnent dans les solutions de forte c et de faible q, un point d'inflexion à $x = 1,50$. L'ion correspond certainement au sel $V_5O_{26}K_8$, $2H_2O$ ($x = 1,6$), déjà connu ([6]); il est détruit par dilution ou excès de H_2O_2, en vertu des équilibres



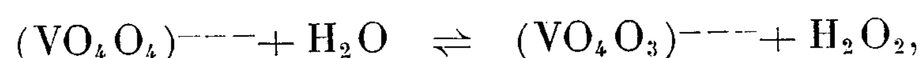
$$\begin{array}{ccc} V_2O_7H^{---} & \rightleftharpoons & VO_4O_2H^{--} + VO_3O_2^{-} \\ O_4 & & + \quad \updownarrow H_2O_2 \\ & & VO_4O_3H^{--} + H_2O \end{array}$$

dont les constantes ont été déterminées. On a représenté figure 1 les proportions des ions en fonction de x, pour $c = 0,05$ et $q = 3$.

5. *Orthovanadates* ($x = 3$). — Les solutions riches en H_2O_2 et base alcaline

renferment les perorthovanadates bleu indigo du type $(VO_4O_4)Na_3$ (7), (8); leur formation quantitative nécessite des conditions assez étroites qui ont été définies.

On constate qu'ils se détruisent, non seulement par acidification (ce qui est normal, puisqu'il y a retour aux perpyro), mais aussi par alcalinisation. Ce fait, apparemment paradoxal, s'explique par l'existence d'un équilibre avec les perortho jaunes $(VO_4O_3)Na_3$:



$$(VO_4O_4)^{---} + H_2O \rightleftharpoons (VO_4O_3)^{---} + H_2O_2,$$

lequel se trouve déplacé lorsque le rapport $x/q > 1$, par disparition de H_2O_2, qui se transforme en ions HO_2^-.

Les conditions d'équilibre entre ces deux catégories, ainsi qu'avec les perpyro, ont été précisées par spectrophotométrie; on a représenté sur la figure 2 les proportions des divers ions en fonction de la concentration en soude, pour une concentration en V de 0,006 et en H_2O_2 de 2 M.

On notera que la teneur en oxygène actif de tous ces composés croît avec le degré de neutralisation : de 1 pour le cation, à 4 pour le perortho.

(*) Séance du 30 septembre 1957.

(1) Beltran Martinez, *Anales fis. quim.*, 39, 1943, p. 512.

(2) Pissarjewsky, *Z. physik. Chem.*, 40, 1902, p. 368; 43, 1903, p. 160.

(3) Jahr, *Z. Elektroch.*, 47, 1941, p. 810.

(4) Beltran Martinez et Trujillo, *Anales fis. quim.*, 45, 1949, p. 719.

(5) Jahr, *Ber. Ges. Freunde Techn. Hochschule*, Berlin, 1, 1941, p. 55.

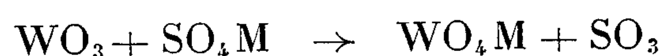
(6) Melikoff et Pissarjewsky, *Z. anorg. Chem.*, 10, 1899, p. 405.

(7) Kakabadsé, *Die Chemie*, 56, 1943, p. 274.

(8) Beltran Martinez et Rodriguez Rios, *Anales fis. quim.*, 48, 1952, p. 388.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur la réaction par voie sèche entre l'anhydride tungstique et les sulfates alcalino-terreux.* Note (*) de MM. **Jules Lamure** et **Pierre de Gelis**, présentée par M. Georges Chaudron.

La chaleur de formation, calculée à partir des oxydes, des tungstates alcalino-terreux, nettement plus élevée que celle des sulfates correspondants, laisse prévoir que l'oxyde tungstique réagit sur ces sulfates à une température bien inférieure à celle de leur propre dissociation thermique.



$$WO_3 + SO_4M \rightarrow WO_4M + SO_3$$

Cette décomposition qui se fait entre solides est semblable à celles bien connues de la silice, de l'alumine ou de l'oxyde ferrique sur ces mêmes sulfates, mais elle est beaucoup plus facile. Ainsi, la tension du dégagement atteint déjà la valeur de 1 mm de mercure aux températures de 637° pour SO_4Ca, 670° pour SO_4Sr et 735° pour SO_4Ba.

Nous faisons part ici de quelques observations que nous avons faites en étudiant dans l'air en fonction de la température la perte de masse de mélanges équimoléculaires très intimement broyés d'oxyde tungstique et des sulfates considérés. La décomposition a été étudiée d'abord en faisant croître linéairement la température avec des vitesses de 25, 50, 150 et 300°/h, puis en opérant dans des conditions isothermes variées.

Avec SO_4Ca et SO_4Sr la double décomposition est totale bien que le mélange ne subisse pas de fusion. L'analyse chimique comme les diagrammes de rayons X n'indiquent que la formation des tungstates normaux correspondants WO_4M.

Le sulfate de baryum semble à première vue se comporter tout à fait différemment des sulfates précédents et les résultats ne paraissent pas d'une interprétation aussi facile.

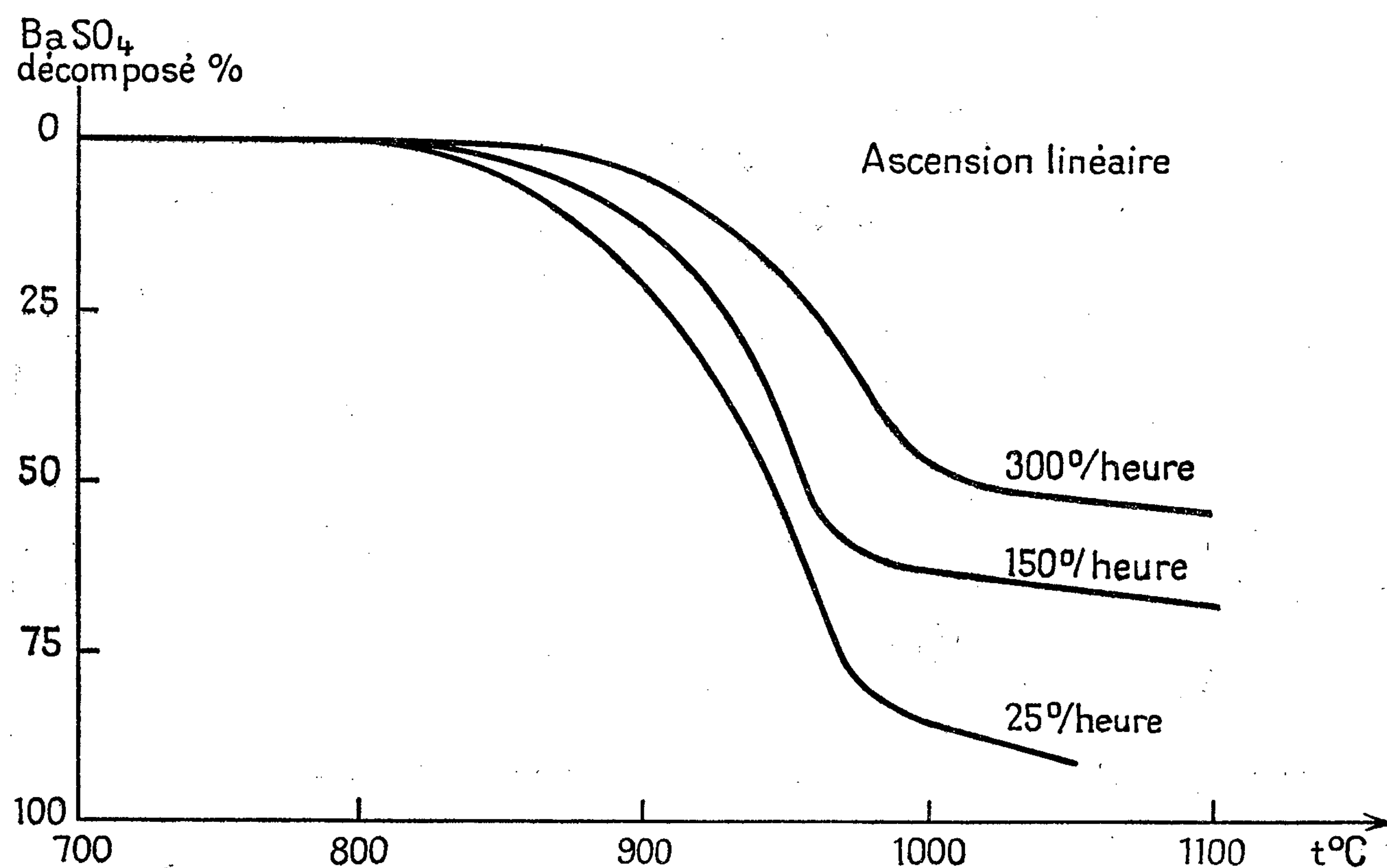


Fig. 1.

En effet, si, par exemple, on fait croître la température avec une vitesse de 150°/h, on constate que la réaction qui débute et s'accélère normalement s'arrête presque brusquement quand on atteint 980° et n'évolue ensuite pratiquement plus. La courbe de décomposition (*fig.* 1) et l'analyse montrent que la moitié environ du sulfate de baryum a alors disparu et qu'il s'est formé une quantité équivalente de tungstate de baryum.

Une interprétation trop hâtive du palier obtenu pourrait laisser croire à la formation d'un composé stable entre l'anhydride tungstique et le tungstate ou le sulfate de baryum; cependant, les rayons X ne mettent en évidence aucun produit de ce genre.

Avec des vitesses de 100 et 300°/h, on retrouve le même arrêt, la position du palier s'étant seulement déplacée, tandis qu'avec des vitesses nettement plus faibles, 25°/h, la réaction devient totale.

Enfin, si l'on effectue des décompositions isothermes, on constate que la réaction est complète lorsque la température est inférieure à 950°, mais ne l'est plus aux températures supérieures (*fig.* 2). On ne peut donc attribuer l'arrêt de la décomposition à la diminution du contact entre les corps réagissants.

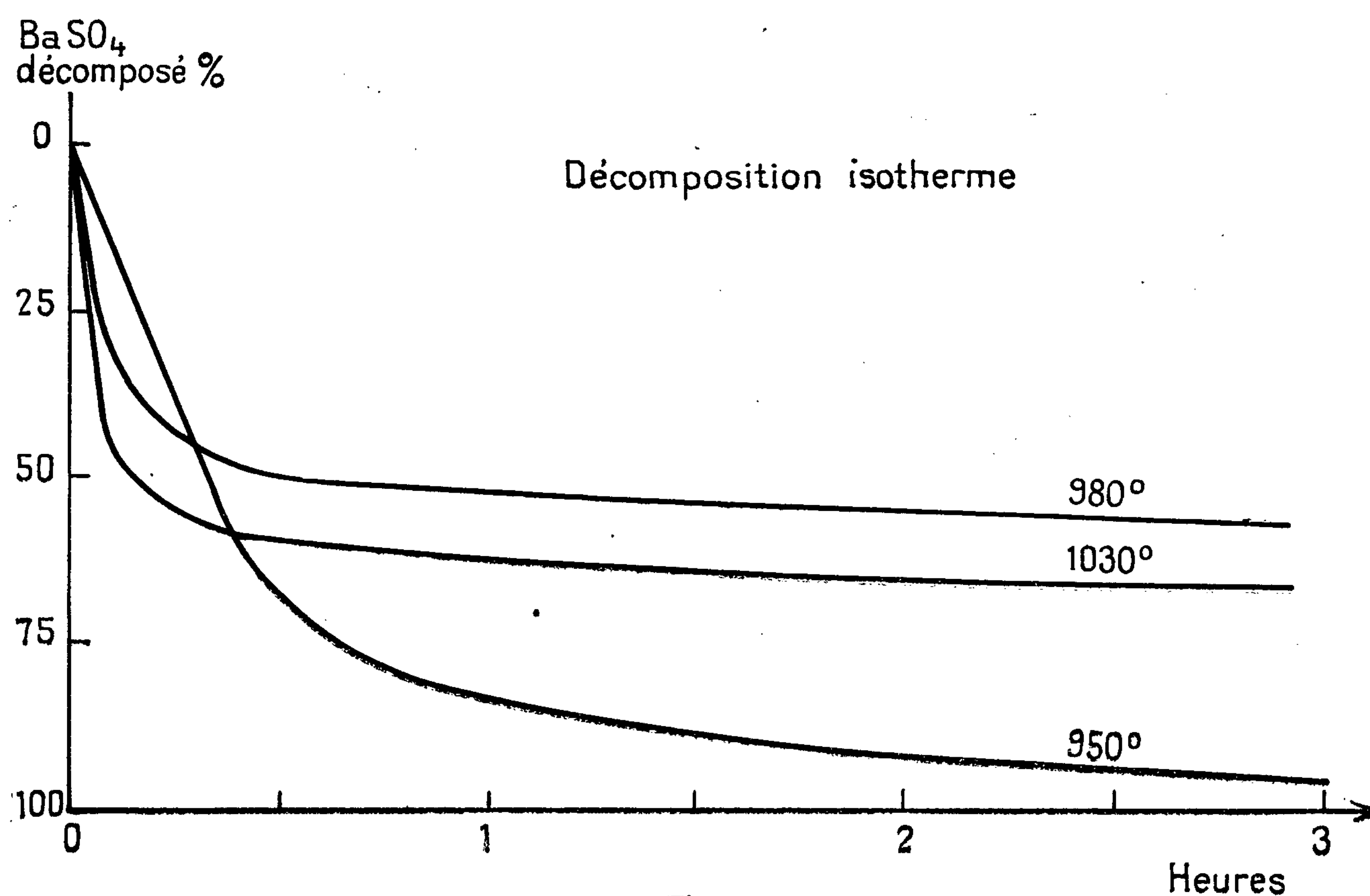


Fig. 2.

Or, on observe que le mélange est fondu chaque fois que la décomposition est incomplète. Nous avons établi, d'autre part, que l'anhydride tungstique donne avec le tungstate de baryum des solutions ayant un point de fusion minimum à 940° ± 2° qui correspond à des proportions à peu près équivalentes des composants. Il n'en donne pas, par contre, avec les tungstates de calcium et de strontium, au moins dans les limites de températures que nous avons utilisées.

Nous croyons justement que la cause de l'arrêt de la décomposition est la fusion qui diminue la perméabilité du milieu et rend plus difficile l'élimination des gaz formés. L'équilibre correspondant à la température de fusion tend alors à s'établir dans la masse pâteuse entre le tungstate de baryum formé, l'oxygène, les anhydrides sulfureux et sulfurique : la réaction n'évolue plus que très lentement.

Le terme apparent de la décomposition est donc conditionné à la fois

par la vitesse du chauffage, la vitesse propre de la réaction et, sans doute, par celle de la diffusion du tungstate formé dans l'anhydride tungstique.

Ainsi, quand la température s'élève assez lentement, la décomposition a le temps de progresser suffisamment pour que le point de fusion ne soit jamais atteint et elle est totale. D'une façon générale, quel que soit le régime du chauffage la réaction s'arrête si à une température donnée le mélange anhydride tungstique-tungstate de baryum a atteint la composition fusible à cette température.

Ce qui facilite le départ des gaz ou empêche la fusion favorise donc l'évolution de la réaction.

C'est ainsi que si, après arrêt du dégagement, on reprend le résidu fondu, on le broie et on le remet au four à la même température on constate que la réaction reprend et continue jusqu'à ce que la fusion se produise de nouveau. Enfin, la réaction est complète même au-dessus de 940° si on rend la masse poreuse par addition d'un corps inerte à cette température, tel que la silice cristallisée, ou si on emploie un nombre de molécules de WO_3 double de celui de SO_4Ba, la fusion ne se produisant alors qu'à la fin de la réaction.

Nous avons insisté sur ces détails et profité de cette occasion pour redire avec quelle prudence il convient d'interpréter des courbes de ce genre et pour montrer la nécessité de multiplier les expériences aussi bien avec des vitesses d'ascension très différentes que dans des conditions isothermes variées avant de conclure à la formation de composés nouveaux.

(*) Séance du 14 octobre 1957.

(*Laboratoire de Chimie générale, Institut catholique, Paris.*)

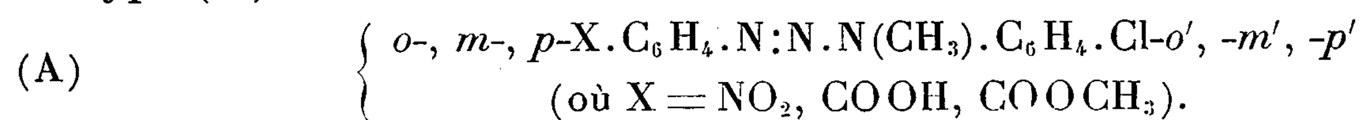
CHIMIE ORGANIQUE. — *Remarques sur la préparation et l'absorption dans l'ultraviolet moyen et le visible de quelques* N-*méthyldiaryltriazènes*. Note de M. **Panos Grammaticakis**, présentée par M. Marcel Delépine.

La N-méthylation des diaryltriazènes étudiés ne produit qu'un effet hypsochrome faible, sauf pour les composés du type *o*-, *m*-, *p*-X.C_6H_4.N:N.NH.C_6H_4.Y-*o'* (Y = Cl, CH_3) où l'effet hypsochrome est très fort et le changement dans la forme des courbes d'absorption est important.

L'étude de la structure du groupement N_3H des diaryltriazènes d'après leurs propriétés chimiques et physiques m'a conduit à l'examen des relations physiques entre les diaryltriazènes et leurs dérivés N-substitués (alcoylés, arylés et acidylés).

La présente Note contient quelques résultats des recherches concernant l'absorption dans l'ultraviolet moyen et le visible des N-méthyldiaryltriazènes

du type (A)



(A) $\left\{ \begin{array}{l} o\text{-}, m\text{-}, p\text{-}X.C_6H_4.N{:}N.N(CH_3).C_6H_4.Cl\text{-}o', \text{-}m', \text{-}p' \\ (\text{où } X = NO_2, COOH, COOCH_3). \end{array} \right.$

Ces composés ont été préparés, suivant la méthode classique, par action des chlorures de diazonium des arylamines (nitro-, carboxy- et carbométhoxy-aniline) sur les N-méthylchloranilines (*o, m, p*), en milieu hydroalcoolique et en présence d'acétate de Na (Rdt presque quantitatif). Il est à noter que le même traitement des N-méthyltoluidines ortho et méta donne lieu à un mélange de composés triazéniques et azoïques.



$X.C_6H_4.N_2.N(CH_3).C_6H_4.Y.$

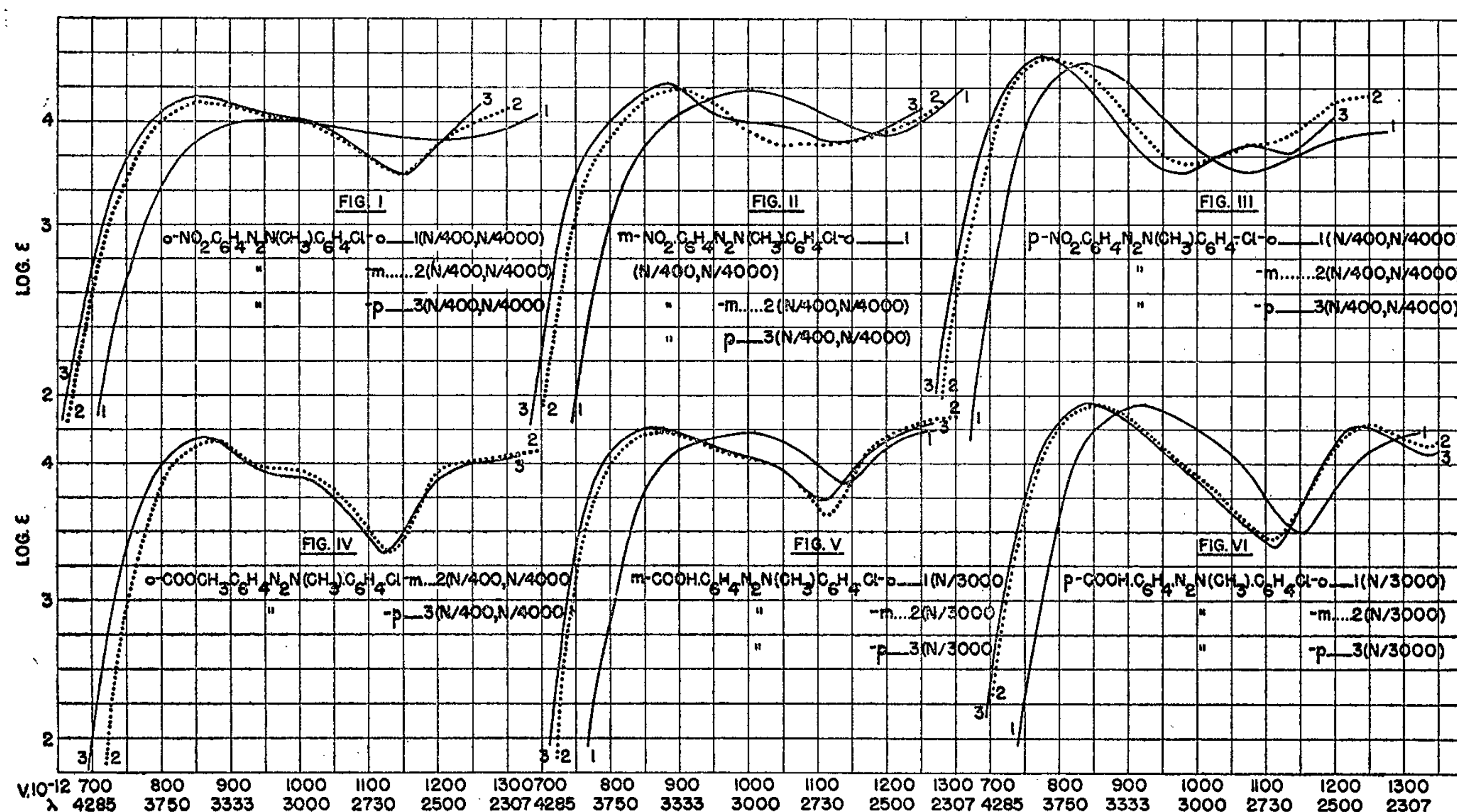
N° d'ordre.	X.	Y.	Formule.	N % Calculé.	N % Trouvé.	F (°C).	
1...	o-NO_2	o-Cl	$C_{13}H_{11}O_2N_2Cl$	19,31	19,26	76; 79 (*)	Aiguilles presque incolores (éther)
2...	»	m-Cl	»	»	19,15	119; 125	Paillettes jaunâtres (éther + éther de pétrole)
3...	»	p-Cl	»	»	19,25	97; 99	Aiguilles soyeuses jaunes (benzène + éther)
4...	m-NO_2	o-Cl	»	»	19,30	80; 82	Aiguilles fines incolores (éther + éther de pétrole)
5...	»	m-Cl	»	»	19,35	80	Aiguilles jaunâtres (ligroïne)
6...	»	p-Cl	»	»	19,32	147–148	Aiguilles soyeuses jaunes (benzène + éther)
7...	p-NO_2	o-Cl	»	»	19,25	114	Aiguilles presque incolores (benzène)
8...	»	m-Cl	»	»	19,30	146–147	Aiguilles jaunâtres (benzène + ligroïne)
9...	»	p-Cl	»	»	19,31	153	Aiguilles jaunes (benzène + éther)
10...	o-$COOCH_3$	o-Cl	$C_{15}H_{14}O_2N_3Cl$	13,86	13,80	Liquide	Jaune
11...	»	m-Cl	»	»	13,94	45	Prismes fins jaunâtres (benzène + ligroïne)
12...	»	p-Cl	»	»	13,97	69	Paillettes jaunâtres (éther + éther de pétrole)
13...	m-COOH	o-Cl	$C_{14}H_{12}O_2N_3Cl$	14,53	14,68	160 (déc); 180	Aiguilles feutrées presque incolores (éther)
14...	»	m-Cl	»	»	14,59	198 » ; 215	Aiguilles feutrées jaunâtres (éther)
15...	»	p-Cl	»	»	14,67	213 » ; 237	Aiguilles soyeuses presque incolores (éther)
16...	p-COOH	o-Cl	»	»	14,60	210 » ; 222	Aiguilles jaunâtres (éther)
17...	»	m-Cl	»	»	14,55	207 » ; 228	Prismes jaunâtres (éther)
18...	»	p-Cl	»	»	14,50	205 » ; 223	Aiguilles jaunâtres (éther)

(*) Le premier nombre de F indique le F lent et le deuxième, s'il existe, le F instantané.

Les courbes d'absorption des N-méthyldiaryltriazènes ont été déterminées en solution dans l'alcool à 95 % et dans l'éther. Dans cette Note ne sont données que les courbes des solutions alcooliques, les courbes des solutions éthérées étant voisines de celles des solutions alcooliques.

La comparaison des absorptions des diaryltriazènes ([1]) et de leurs dérivés N-méthylés montre que :

1° Le passage des *o'*-, *m'*-, *p'*- $Cl.C_6H_4.N_3H.C_6H_4.X$-*o*, -*m*, -*p* (B) ([1]) aux dérivés N-méthylés correspondants (A) s'accompagne des modifications spectrales plus ou moins importantes suivant que le Cl est en position ortho ou en méta et para. Tandis que, dans le cas de méta et para position du Cl, on ne



constate qu'un effet hypsochrome ([2]) sans changement dans la forme d'absorption et dans les principales relations spectrales qualitatives, par contre, dans le cas de l'ortho position on observe un très fort effet hypsochrome avec changement profond dans la forme d'absorption (effet spectral ortho anormal du Cl; effet « stérique » du CH_3) (*fig.* I, II, III, IV, V, VI). Les courbes des *o*-$Cl.C_6H_4.N(CH_3).N_2.C_6H_4.X$ sont voisines de celles des $X.C_6H_4.N_2.N(CH_3)_2$ correspondants; l'indice spectral de conjugaison



$$(o\text{-}Cl.C_6H_4|\,N(CH_3).N_2.C_6H_4.X)$$

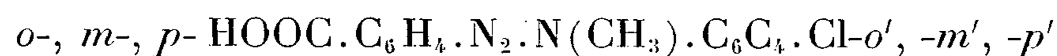
est très faible ([3]).

L'effet hypsochrome traduisant le passage des diaryltriazènes (B) à leurs dérivés N-méthylés (A) augmente avec la position (*o*, *m*, *p*) des groupements NO_2 et Cl suivant l'ordre : $p < m < o$ et avec celles des CO OH (ou $CO\,OH_3$) ([4]) et Cl

selon l'ordre : $p \sim m < o$. Cet effet hypsochrome est fortement (X = COOH) ou très faiblement ($X = NO_2$) influencé par la permutation des groupements X et Cl des diaryltriazènes (B) (passage des x-X.C_6H_4.N_3H.C_6H_4.Cl-y en y-X.C_6H_4.N_3H.C_6H_4.Cl-x où x, $y = o$, m, p). La permutation des groupements X et Cl se traduit par des modifications spectrales qui sont, souvent, plus importantes pour les diaryltriazènes N-méthylés (A) que pour les diaryltriazènes correspondants non méthylés (B).

2° L'intensité des maxima des bandes A des N-méthyldiaryltriazènes (A) croît avec la position (o, m, p) du groupement X suivant l'ordre : $o < m < p$ (effet ortho anormal relativement à l'intensité).

Le remplacement dans les


o-, *m*-, *p*- HOOC.C_6H_4.N_2.N(CH_3).C_6C_4.Cl-*o'*, -*m'*, -*p'*

du COOH par le NO_2 produit, en général, un déplacement de l'absorption ou, du moins, de la branche ascendante A vers le visible.

Il est à noter que la substitution du méthyle ([5]) au chlore des N-méthyldiaryltriazènes étudiès ne modifie pas sensiblement leur absorption et leurs principales relations spectrales qualitatives (recherches inédites).

Signalons, enfin, que l'effet spectral de la N-méthylation des diaryltriazènes est analogue à celui de la N-méthylation des arylidène-arylhydrazines correspondantes et, dans une certaine mesure, des aroylarylamines et des composés spectralement apparentés.

Bref, la N-méthylation des diaryltriazènes étudiés produit des modifications spectrales (effet hypsochrome, changement de forme d'absorption, etc.) qui sont, en général, influencées bien plus par les substituants (nature et position) du C_6H_5.NH, que par ceux du C_6H_5N:N. Ceci montre qu'il est possible d'identifier la structure (au sens classique) du groupement N_3H des diaryltriazènes d'après leurs propriétés spectrales dans les cas, bien entendu, où cette structure n'est pas modifiée par N-méthylation dans les conditions expérimentales utilisées.

([1]) *Bull. Soc. Chim.*, 1957, p. 129-139.

([2]) Caractérisé par la différence des fréquences des maxima des bandes les plus proches du visible A.

([3]) Il en est de même pour les dichloro-2.6- et trichloro-2.4.6-N-méthyldiaryltriazènes et les composés spectralement apparentés (recherches inédites).

([4]) L'O-méthylation des *m*-, *p*- HOOC.C_6H_4.N_2.N(CH_3).C_6H_4Cl-*o*, -*m*, -*p* ne modifie pas sensiblement leur absorption et leurs principales relations spectrales indiquées ici. Je suppose qu'il en est de même pour l'effet de l'O-méthylation des composés orthocarboxylés isomères sur leurs relations spectrales au moins.

([5]) ou des groupements spectralement apparentés (alcoyles, etc.).

MINÉRALOGIE. — *Sur la formation par voie thermique de tridymite et de cristobalite à partir de silice amorphe précipitée.* Note de M. **Jean Papailhau**, présentée par M. Charles Mauguin.

En présence de fluorures et carbonates de sodium et de potassium, le gel de silice cristallise facilement, sous l'influence de l'élévation de température, à l'état de tridymite ou de cristobalite en passant par un état cristallin intermédiaire entre l'état amorphe et la cristobalite lorsque le minéralisateur est le fluorure de sodium ou de potassium.

L'étude de l'isotypie structurale de l'orthophosphate d'aluminium PO_4Al et de la silice SiO_2 nous a mené à étudier les conditions de cristallisation du gel de silice en répétant sur celui-ci les essais déjà effectués sur le phosphate d'aluminium ([1]), ([2]). Ce travail a donc été effectué par les mêmes méthodes : analyses thermiques différentielles (ATD) et contrôle au moyen des rayons X par diagrammes de poudre (rayonnement monochromatique Cu $K\alpha$, intervalles réticulaires supérieurs à 1,70 Å). Toutes les ATD ont été faites dans un four dont la montée en température, sensiblement linéaire, durait 70 mn environ.

Le gel de silice pur cristallise difficilement et le diagramme de rayons X réalisé sur le produit maintenu pendant 1 h à 1000° C montre seulement un léger halo. Par contre, l'addition de certains minéralisateurs se révèle très efficace et aboutit à la formation, à 1000° C, de tridymite ou de cristobalite. Nous examinerons l'action minéralisatrice des carbonates et des fluorures de sodium et de potassium.

Les carbonates de sodium CO_3Na_2 et de potassium CO_3K_2 provoquent une cristallisation soudaine qui se traduit, sur les courbes d'ATD, par un crochet exothermique très net. L'addition progressive de minéralisateur entraîne un abaissement continu de la température de cristallisation, marqué par un déplacement du crochet correspondant des courbes d'ATD. Mais, dès qu'on dépasse un taux de 23 % de carbonate de sodium ou de potassium, la cristallisation se produit à température pratiquement constante : 780° C avec CO_3Na_2 et 840° C avec CO_3K_2. Ces températures sont nettement inférieures à celles de fusion du minéralisateur (CO_3Na_2 : 851° C; CO_3K_2 : 891° C).

Les diagrammes de rayons X réalisés sur les produits obtenus immédiatement après le crochet de cristallisation et à 1000° C, sont identiques et montrent que la silice a cristallisé d'une manière quasi-instantanée à l'état de cristobalite. Toutefois, alors que la cristobalite résultant de l'addition de CO_3Na_2 est sensiblement pure (raie 4,30 Å de la tridymite à peine visible sur le diagramme de poudre), celle obtenue par addition de CO_3K_2 contient un certain taux de tridymite (raies 4,30 et 3,81 Å

très marquées). Cette différence peut s'expliquer en remarquant que la cristallisation s'opère, en présence de CO_3K_2, à des températures comprises dans le domaine de stabilité de la tridymite (870-1470° C) ou voisines de ce domaine.

Par addition de fluorures de sodium FNa ou de potassium FK, la silice apparaît, généralement, à 1000° C, sous forme de tridymite, mais la cristobalite apparaît toujours comme forme intermédiaire entre l'état amorphe et la tridymite. Les courbes d'ATD (*fig.* 1) montrent, en plus du grand crochet endothermique dont le maximum d'amplitude se situe vers 190° C et qui est dû au départ de l'eau contenue dans la silice, deux crochets exothermiques (Ex_1) et (Ex_2) d'inégale amplitude, suivis d'un crochet endothermique (Ed) qui marque la fusion du minéralisateur. Mais à quantité égale d'alcalin, les crochets homologues sont situés à des températures beaucoup plus basses avec le fluorure de potassium qu'avec le fluorure de sodium. Ainsi, pour un taux de 13 % de minéralisateur, les crochets ont leurs maxima d'amplitude situés à 650° C (Ex_1), 805° C (Ex_2), 990° C (Ed) avec FNa (*fig.* 1, courbe *a*) et à 490° C (Ex_1), 635° C (Ex_2), 780° C (Ed) avec FK (*fig.* 1, courbe *b*).

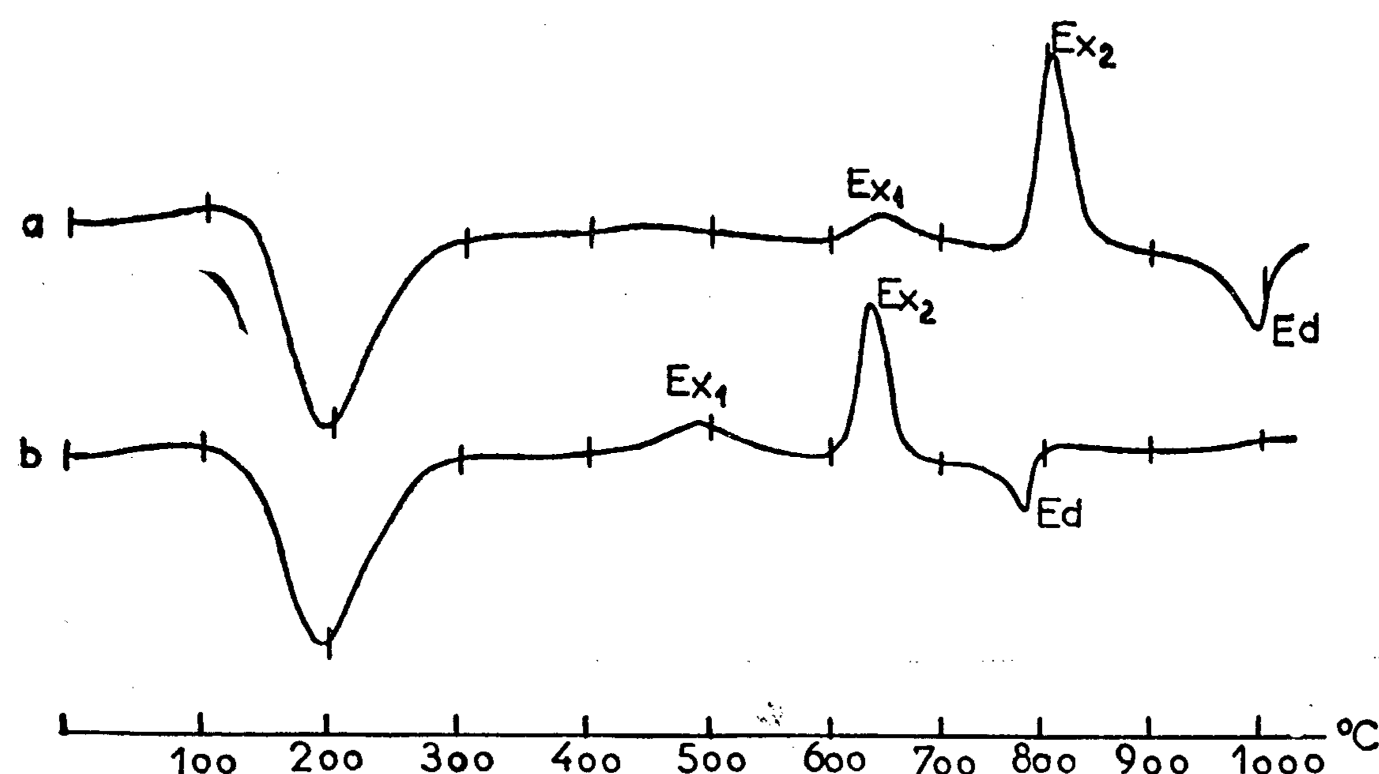


Fig. 1. — Courbes d'analyse thermique différentielle.
a. Mélange SiO_2-13 % FNa. *b*. Mélange SiO_2-13 % FK.

L'augmentation du taux de FNa ou de FK est pratiquement inefficace sur l'abaissement des températures des diverses transformations dès que ce taux est supérieur à 8 %.

Les diagrammes de poudre réalisés sur les produits d'ATD obtenus à différentes températures permettent de préciser les diverses transformations cristallines de la silice. Après le crochet Ex_1, de faible amplitude, qui traduit une réaction exothermique, apparaît une structure carac-

térisée uniquement sur le diagramme de rayons X par la raie 4,03 Å (plan 100 de la cristobalite) entourée d'un fort halo. Le deuxième crochet Ex_2, d'amplitude nettement plus grande, correspond à une réaction exothermique beaucoup plus importante pendant laquelle a lieu brusquement la formation de la cristobalite.

Ainsi, la cristallisation de la cristobalite s'effectue en deux étapes bien distinctes; l'état intermédiaire correspond à une organisation préférentielle des atomes sur les plans de plus forte densité réticulaire.

Lorsqu'on utilise FNa comme minéralisateur, on constate que la cristobalite reste en équilibre métastable jusqu'à la température de fusion du minéralisateur, bien que celle-ci soit située dans le domaine de stabilité de la tridymite (870-1470° C). La tridymite se forme seulement après la fusion de FNa (crochet Ed). A 1000° C, pour des taux de FNa supérieurs à 6 %, la cristobalite se transforme en totalité en tridymite, tandis que, pour des taux inférieurs à 6 %, on obtient un mélange de tridymite et de cristobalite.

Dans le cas où le minéralisateur est FK, dont la fusion a lieu à 780° C, c'est-à-dire dans le domaine de stabilité du quartz, la cristobalite subsiste après la fusion du minéralisateur. Puis, aux températures supérieures à 870° C, la tridymite se forme progressivement à partir de la cristobalite et, à 1000° C, pour des taux de FK supérieurs à 12 %, on constate qu'il ne subsiste plus de cristobalite.

La tridymite, obtenue à l'aide de FNa ou de FK, se présente au microscope sous la forme habituelle de lamelles hexagonales. Leur contour caractéristique paraît être particulièrement net quand le minéralisateur utilisé est FNa.

En conclusion, les précipités amorphes d'orthophosphate d'aluminium PO_4Al et de silice SiO_2, cristallisés en présence de carbonates et de fluorures de sodium et de potassium, donnent des réactions très comparables et les structures cristallines qui apparaissent au cours de l'évolution thermique sont les mêmes : tridymite et cristobalite. On constate que les températures des transformations homologues sont plus basses avec PO_4Al qu'avec SiO_2; cette remarque est en parfait accord avec les résultats connus sur les domaines de stabilité des variétés allotropiques de PO_4Al et de SiO_2 et montre que PO_4Al a des propriétés réfractaires moins bonnes que la silice. Toutefois, dans notre travail sur PO_4Al, nous n'avons pu mettre en évidence, par ATD, l'état intermédiaire que nous avons signalé plus haut à propos de SiO_2.

(1) J. Papailhau, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2336.
(2) J. Papailhau, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1191.

(*Minéralogie, Faculté des Sciences, Toulouse.*)

GÉOLOGIE. — *Étude de la fraction argileuse des lœss du Bassin de Paris.* Note de M[lles] **Simonne Caillère** et **Véra Malycheff**, présentée par M. Paul Fallot.

L'étude des fractions argileuses < 2 μ extraites des lœss du Bassin de Paris met en évidence une grande analogie de leur composition minéralogique.

Essentiellement illitiques, toutes renferment de la kaolinite et une petite quantité de montmorillonite.

Afin de compléter un travail antérieur de l'une de nous [1], nous avons repris l'étude minéralogique d'une série de lœss du Bassin de Paris. Les échantillons ont été recueillis tantôt sur plateaux : à Villejuif (carrière La Fontaine), sur la butte de Montmorency (carrière Censier), au Nord-Est de Saint-Denis (carrière abandonnée), à Trappes; près de Rouen (carrière près Saint-Jacques-sur-Darnetal); à l'Est du Havre (carrière abandonnée); tantôt sur terrasses : terrasses de la Seine, à la Faisanderie, près Villeneuve-le-Roi, ou de la Marne à Chelles.

Ces matériaux sont des lœss typiques à l'exception de celui de Trappes et des deux recueillis sur terrasses qui sont des lœss sableux.

Quant à celui de Saint-Jacques-sur-Darnetal, il est typique par sa granulométrie, mais il présente la particularité d'avoir été décalcifié dans le milieu naturel. Les autres échantillons ont été décarbonatés artificiellement grâce à un traitement à froid par l'acide chlorhydrique à 5 %.

La fraction < 2 μ a été extraite des lœss décarbonatés par la méthode au citrate d'ammonium, à l'exception de celle du lœss de Villejuif qui a été recueillie après une dispersion à l'ammoniaque.

Nous résumerons dans ce travail le résultat de nos recherches sur ces fractions argileuses.

Le matériel extrait présente, dans tous les cas, une teinte beige très claire.

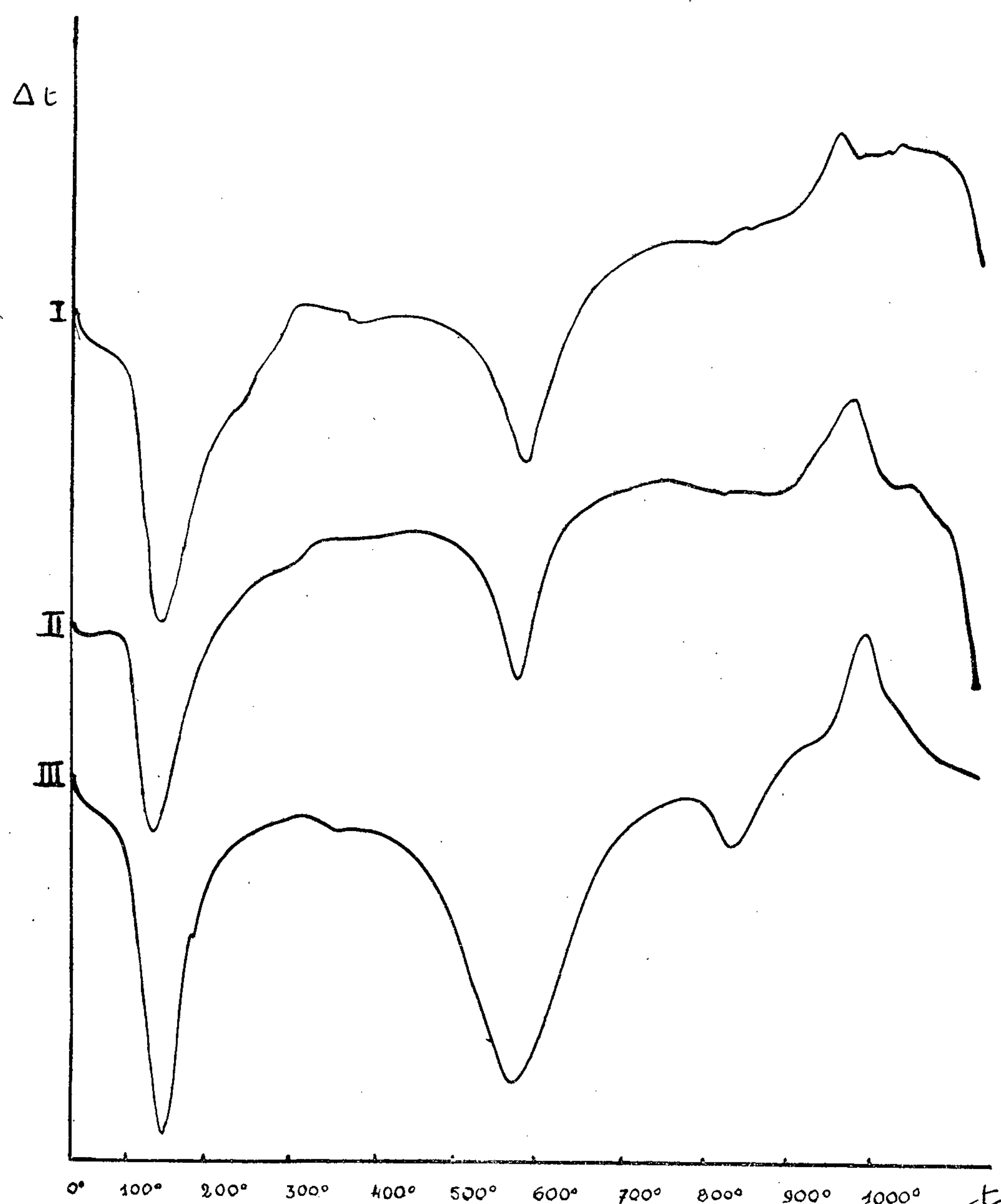
L'analyse thermique faite sur ces fractions donne des courbes analogues (courbe I, lœss de Saint-Denis et courbe II, lœss de la Faisanderie) qui se rapprochent beaucoup de celle d'une illite typique (courbe III).

On peut noter cependant que le crochet endothermique se situant vers 500° est légèrement plus resserré à la base dans les lœss sableux (courbe II). Signalons également que le phénomène exothermique d'importance variable présente en général un dédoublement.

Les diagrammes de rayons X obtenus avec les poudres et les plaquettes ont qualitativement les mêmes caractères. On y reconnaît les raies de l'illite qui est nettement le constituant dominant. Près du centre, au-delà de la raie à 10 Å, se place un halo large et diffus jusqu'à environ 14 Å. On y reconnaît parfois une raie qui montre après immersion dans le glycérol, un phénomène de gonflement, et qui après chauffage à 500°

se situe à 10 Å. Ce comportement montre que l'illite plus ou moins fortement altérée est associée à de la montmorillonite.

Signalons en outre qu'une raie à 7,5 Å est toujours présente, bien définie dans les diagrammes de plaquettes et un peu mieux marquée dans ceux des lœss sableux.



Courbes thermiques différentielles de la fraction argileuse extraite de lœss.
I. Lœss typique du Nord-Est de Saint-Denis.
II. Lœss sableux de la Faisanderie.
III. Illite typique de l'Illinois.

En résumé, l'examen des diagrammes de rayons X permet de préciser que la fraction argileuse renferme, associée à l'illite, une certaine quantité de kaolinite et un peu de montmorillonite. Rappelons que A. Rivière a reconnu dans le lœss de Chevilly-Larue ([2]), ([3]) des phyllites à 7, 10 et 14 Å. Cependant cet auteur avait conclu à une interstratification des différents silicates ce qu'il ne nous a pas été possible, d'après les observations faites sur nos diagrammes.

L'étude thermopondérale confirme l'analogie de ces dépôts et montre une perte totale d'environ 15 %, excepté pour le lœss de Villejuif qui subit une diminution de poids plus élevée qui atteint 23 %. Pourtant la teneur en eau hygroscopique est la même soit 6 %. La perte d'eau à haute température se répartit un peu inégalement. Dans les lœss typiques on note toujours une perte de poids de quelques pour-cents entre 200 et 360°, ce que l'on n'observe pas avec les lœss sableux. Ce départ d'eau à relativement basse température est à rapporter à l'illite, minéral un peu plus abondant dans les lœss typiques.

De cet ensemble de résultats nous pouvons conclure que la fraction argileuse des lœss du Bassin de Paris est essentiellement illitique. Ce minéral présente des phénomènes d'altération plus ou moins marqués qui sont peut-être à l'origine du minéral montmorillonitique (4).

Quant à la kaolinite, toujours présente, elle est plus abondante dans les lœss sableux, ce qui s'interprète facilement pour le lœss de Trappes, qui repose sur des sables kaoliniques de Lozère, mais ne peut encore être expliqué pour les dépôts sur terrasse.

Ces résultats tendent à prouver, comme il avait été indiqué antérieurement par l'une de nous, que les lœss du Bassin de Paris présentent une homogénéité de leurs fractions argileuses. Peut-être ces conclusions pourront-elles être étendues à l'ensemble des formations lœssiques, comme le laisseraient entrevoir les résultats obtenus avec un échantillon de Chine (2), (3) et une série de prélèvements effectués dans la région Sud-Ouest de l'Iowa (U. S. A.) (5).

(1) V. Malycheff, *C. R. Congrès Soc. Sav.*, Paris, 1937, p. 293-295.

(2) A. Rivière, *Bull. Soc. Géol. de Fr.*, 1946, p. 43-54.

(3) A. Rivière, *Bull. Soc. Géol. de Fr.*, 1946, p. 463-469.

(4) S. Caillère, S. Hénin et R. Guennelon, *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1741.

(5) D. T. Davidson et R. L. Handy, *Clay and Clay Minerals Proc. of second Nat. Conf. Columbia Missouri*, U. S. A., 1954, p. 190-208.

PÉTROGRAPHIE. — *Les syénites métasomatiques de Kirumba (Kivu) et le caractère potassique des laves des Virunga.* Note (*) de M. **Marcel-E. Denaeyer**, présentée par M. Charles Jacob.

La métasomatose sodique des micaschistes urundiens et leur désilication par une carbonatite ont produit les syénites feldspathoïdiques à minéraux radioactifs de Kirumba. Leur âge de formation serait relativement récent. La libération de la potasse au cours des réactions explique d'une façon satisfaisante les caractères spéciaux des laves des Virunga.

En faisant connaître, jadis (1927), l'existence d'un massif de syénites néphéliniques à Kirumba (territoire de Rutshuru) à la bordure Ouest

du fossé tectonique du Kivu, A. Lacroix et F. Delhaye [1] rapprochaient le fait du caractère néphélinique et leucitique des laves de la chaîne volcanique des Virunga, toute proche.

Tandis qu'en 1937, A. Holmes, — aujourd'hui rallié à l'hypothèse de R. A. Daly [2] —, tentait d'expliquer la composition de ces laves par des réactions hypothétiques compliquées excluant l'intervention des carbonates, inconnus à cette époque dans le socle précambrien de la région des Virunga, S. J. Shand soulignait au contraire, dans son Traité, que cette région devait être une région critique quant à l'hypothèse d'après laquelle le calcaire joue un rôle dans la formation de la lave leucitique « a critical one for the hypothesis that limestone plays a part in the generation of leucitic lavas ».

Depuis, maintes formations calcaires ou dolomitiques y ont été découvertes et P. de Béthune [3] a révélé récemment l'existence d'une carbonatite authentique à une trentaine de kilomètres au Nord-Ouest du massif de Kirumba.

J'ai entrepris, en 1956 [4], l'exploration systématique de ce dernier. D'une superficie d'environ 25 km^2, il est formé principalement de syénites à sodalite et cancrinite (losite) avec ou sans néphéline, passant localement à la lujaurite, tandis qu'à la bordure Nord du massif se développent des syénites micacées qui font la transition avec les micaschistes de l'Urundi inférieur qui l'encadrent. Cette formation comprend aussi des quartzites fénitisés et des itabirites.

L'étude pétrographique et chimique d'un matériel abondant conduit aux conclusions et hypothèses suivantes :

1. Les syénites de Kirumba résultent de la métasomatose sodique et de la désilication des micaschistes avec élimination partielle de la potasse. L'apport de soude et les réactions d'échange avec une carbonatite dont l'existence est attestée par de nombreuses inclusions de calcite peuvent s'interpréter par des équations qui traduisent fidèlement les faits observés, à condition de faire appel à l'hypothèse persédimentaire du sodium congénère, de W. Nieuwenkamp [5].

L'équation de base est la suivante : $CO_3Ca + 2\,ClNa \rightarrow CO_3Na_2 + Cl_2Ca$, et la succession des réactions métasomatiques se résume ainsi, en ce qui concerne les coupholites :

1° microclinisation de la muscovite;

2° albitisation du microcline *avec élimination de potasse*;

3° désilication de l'albite et production de néphéline, sodalite et cancrinite.

Les barylites suivent une voie indépendante. Ils résultent de réactions métasomatiques à partir de la biotite (lépidomélane) d'après le schéma suivant :

4° albitisation du lépidomélane *avec élimination de potasse* et de fer;

5° albite + magnétite + CO_3Ca $\rightarrow$ néphéline + acmite + mélanite.

Les réactions ci-dessus se passent sur place et n'impliquent pas de diffusions à grande distance. Il y a également élimination de CO_2.

D'autres réactions accessoires produisent : sphène, fluorite, apatite, idocrase, etc. Le zircon et de nombreux minéraux rares sont le plus souvent associés aux barylites. J'ai reconnu avec plus ou moins de certitude : thorite, cérite, chevkinite, euxénite, allanite, pyrochlore et minéraux du groupe de la lavenite et de la wöhlérite.

La mesure de l'activité α faite à l'aide d'émulsions nucléaires, par Mmes S. Deutsch et G. Poulaert, a confirmé la présence de nombreuses inclusions de minéraux radioactifs.

J'extrais d'une vingtaine d'analyses nouvelles (par Mlle J. Heirwegh) les cinq suivantes qui suffisent à montrer l'évolution chimico-minéralogique des roches de Kirumba.

	A.	B.	C.	D.	E.
SiO_2	48,03	55,59	54,13	55,68	59,05
Al_2O_3	27,70	23,97	15,97	19,70	14,95
Fe_2O_3	6,24	1,09	6,43	1,56	6,95
FeO	0,41	1,92	4,66	1,01	1,18
MnO	Tr.	Tr.	0,64	0,17	0,22
MgO	0,00	2,68	Tr.	Tr.	0,51
CaO	1,28	2,17	2,38	2,58	2,27
Na_2O	Tr.	3,08	9,53	11,26	9,16
K_2O	8,92	7,70	2,32	4,64	5,04
TiO_2	1,14	0,31	0,95	0,32	0,20
P_2O_5	0,03	Tr.	Tr.	Tr.	0,00
H_2O^+	5,31	0,37	0,00	0,17	0,86
H_2O^-	0,97	0,21	0,00	0,11	0,16
CO_2	0,10	0,10	0,98	1,26	0,17
Cl_2	–	–	–	0,49	0,03
SO_3	–	–	–	0,34	0,00
B_2O_3	–	0,12	–	–	–
	100,13	99,31	99,34	99,99	100,75
				−0,10 (0)	
				99,89	

Roches.	N°	Paramètres.	$\frac{K_2O}{Na_2O}$ (*).	$\frac{Al_2O_3}{K_2O + Na_2O}$ (*).
A. Muscovitoschiste	56.195	I'.4'.'2.1	∞	2,86 (corindon virtuel)
B. Syénite à deux micas	56.163[5]	I(II).5.2.(2) 3	1,64	1,76 (corindon virtuel)
C. Syénite à biotite	56.164	II.(5) 6.1.4 (5)	0,30	0,89 (ægyrine virtuelle)
D. Syénite à néphéline, sodalite et cancrinite	56.163[1]	I (II).6.1.4	0,30	0,85
E. Lujaurite	56.189	II.(5) 6.1.4	0,36	0,73

(*) Rapports moléculaires.

2. Plusieurs petits massifs de syénites, presque identiques à ceux de Kirumba, sont connus à l'Ouest des Virunga et en Urundi. On connaît aussi, au Kivu, des granites hyperalcalins (fénitisés). Il n'y a pas de raison de penser que des roches analogues n'existent pas sous les champs de laves des Virunga.

La potasse éliminée par les réactions (2) et (4) peut, dès lors, s'incorporer à des magmas basaltiques eux-mêmes différenciés en basanites, néphélinites, etc., par désilication carbonatitique. Ainsi s'expliquerait d'une façon simple et satisfaisante la nature spéciale des laves potassiques (leucitites, mikénites) et sodopotassiques (kivites, leucitenéphélinites) des Virunga dont l'origine était encore considérée en 1952, par T. F. W. Barth, comme « an unsolved problem » (un problème non résolu).

3. L'extrême fraîcheur des syénites de Kirumba, l'absence de déformations mécaniques et de rétrométamorphose, jointes à l'absence ou à la faible métamictisation de la plupart de leurs minéraux radioactifs, suggèrent un âge de formation relativement récent.

(*) Séance du 14 octobre 1957.
(1) *Comptes rendus*, 185, 1927, p. 589.
(2) *American Mineralogist*, 35, 1950, p. 772-792.
(3) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1132.
(4) M.-E. Denaeyer, *Bull. Acad. Roy. Sc. Col.*, nouv. série, **3**, 1957, p. 668-671.
(5) *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 6e série, **6**, 1956, p. 407-429.

(*Laboratoire de Minéralogie, Université de Bruxelles, Belgique.*)

PÉDOLOGIE. — *Mise en évidence d'un effet de dislocation du granite à biotite par traitement à l'eau oxygénée.* Note de MM. **Stéphane Hénin** et **Georges Pédro**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Conduits au cours de certaines expériences sur l'altération des roches à utiliser un traitement à l'eau oxygénée concentrée pour détruire des impuretés organiques, nous avons pu constater que le granite à biotite des essais subissait en même temps une intense désagrégation. Cette observation nous a donc amenés à envisager l'action de ce réactif sur la désagrégation des roches.

Traitement du granite par H_2O_2 *à chaud.* — Un morceau de granite à biotite de 21 g environ a été mis au contact de 70 ml de H_2O_2 à 110 volumes et porté au bain-marie à 80°. La désagrégation a débuté presque immédiatement en provoquant la séparation de petites particules rocheuses et notamment de paillettes de biotite complètement mordorisées. Au bout de 4 h, les produits désagrégés ont été séparés et pesés, puis le bloc résiduel a été remis au contact de 70 ml de H_2O_2 fraîche et de nouveau porté au bain-marie pendant 4 h. Cette opération répétée quatre fois a donné les résultats suivants :

Nos des opérations	Durée du traitement (h).	Poids du bloc au départ de chaque opération (g).	Poids des particules libérées à chaque opération (g).	Poids total des particules libérées (g).	Pourcentage de la désagrégation.
1..........	0– 4	20,97	1,74	1,74	8,3
2..........	4– 8	19,23	2,39	4,13	22,2
3..........	8–12	16,84	2,89	7,02	33,5
4..........	12–16	13,95	2,66	9,68	46,3

Bloc résiduel : 11,29 g; produits de désagrégation : 9,68 g.

Il apparaît donc qu'après *seize heures* de traitement à l'eau oxygénée, 46,3 % de la masse initiale de granite ont été complètement désagrégés.

D'autre part, on a procédé à l'étude granulométrique et minéralogique de l'ensemble des produits obtenus au cours de chaque opération :

	Étude granulométrique.		Étude minéralogique (pour 100 particules).			
Fractions.	Poids (g).	Pourcentage.	Débris de granite.	Grains de quartz.	Particules de feldspath.	Paillettes de biotite.
$>$ 5 mm....	2,74	30,0	100	–	–	–
2–5 mm....	2,76	30,0	80	3	2	15
1–2 mm....	1,70	18,0	–	10	40	50
0,5–1 mm..	1,03	11,5	–	3	31	66
0,2–0,5 mm.	0,74	8,0	–	–	22	78
0,1–0,2 mm.	0,12	1,8	–	–	15	85
$<$ 0,1 mm..	0,055	0,6	–	–	6	94

Ainsi, on peut constater :

1° Que le bloc de granite a subi *une véritable fragmentation mécanique* comme le montre la présence de fragments de roche. En effet, 60 % des produits de la désagrégation ont une taille $>$ 2 mm.

2° Que des trois minéraux du granite, le mica semble le plus fragile à l'eau oxygénée qui provoque une *pulvérisation des paillettes*, probablement cause du phénomène de dislocation (concentration dans les fractions *fines*).

Traitement du granite par H_2O_2 *à froid.* — Afin d'examiner plus en détail le mécanisme de la désagrégation, des essais de même type ont été conduits à la température ambiante. A cet effet, trois morceaux de granite d'un poids total de 23 g environ ont été immergés et abandonnés sans agitation à la température du laboratoire dans 50 ml de H_2O_2 à 110 volumes qu'on renouvelait tous les 10 jours. Simultanément, et à titre de comparaison, on a fait subir le même traitement à trois fragments de lave de Volvic. En surveillant quotidiennement les essais, on a pu constater que la désagrégation du granite s'était réalisée en trois étapes bien distinctes :

1° Une étape assez longue (un mois environ) pendant laquelle l'attaque a été relativement peu intense et marquée par la séparation de paillettes de biotite. C'est ce qu'on peut appeler *la phase d'incubation*.

2° Une *phase de fragmentation* (une semaine) où l'on note brusquement la rupture interne des blocs en un certain nombre de fragments.

3° enfin, *une phase de pulvérisation* des morceaux au cours de laquelle on arrive progressivement à la *séparation* et à l'*amenuisement* des constituants de la roche. Cette étape est d'autant plus complète qu'elle est plus longue. Elle a eu une durée de un mois dans l'expérience présente.

Pendant le même temps, les fragments de lave de Volvic n'ont présenté aucun signe de désagrégation.

Ainsi, il ressort de cet essai trois faits essentiels :

a. Le traitement par H_2O_2 à froid provoque une désagrégation *rapide* et *complète* du granite à biotite (100 %) alors qu'il n'a aucune action sur la lave de Volvic (0,03 %).

b. Comme le montre le tableau ci-après, ce procédé fournit encore un fort pourcentage d'éléments > 2 mm (34,70 %).

Fractions.	Poids (g).	Pourcentage.	Fractions.	Poids (g).	Pourcentage.
> 5 mm....	3,42	14,80	0,1– 0,2 mm......	0,36	1,55
2 –5 »	4,67	19,80	20 μ– 0,1 »	0,14	0,58
1 –2 »	9,42	40,80	2 μ–20 μ..........	0,030	0,14
0,5–1 »	3,83	16,60	$< 2\,\mu$............	0,022	0,10
0,2–0,5 »	1,23	5,33			

c. Il provoque aussi la division des paillettes de micas.

Finalement, ces deux essais conduisent aux conclusions suivantes :

Tout d'abord il convient de recommander une grande prudence lors de la préparation d'échantillons de terres, renfermant des fragments de roches altérées, en vue de l'analyse granulométrique. En effet, les traitements classiques à l'eau oxygénée destinés à détruire la matière organique ([2]) peuvent modifier sensiblement les résultats de l'analyse.

D'autre part, et contrairement à ce qui avait été obtenu antérieurement sous l'action de facteurs *physiques* tels que les pressions de cristallisation des sels ([1]), le granite à biotite s'est montré beaucoup plus sensible que la lave de Volvic à l'action d'un facteur *chimique* énergique : *l'eau oxygénée*. Cette vulnérabilité est attribuable à la fragilité de la biotite qui tend d'ailleurs à se rassembler dans les fractions de plus en plus fines et notamment dans la phase *argile*. Ce fait est conforme aux observations effectuées sur des matériaux évolués *in situ* ([3]). Le phénomène étudié paraît donc limité aux roches contenant ce minéral tout en possédant une structure convenable.

([1]) G. Pedro, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2822 et 245, 1957, p. 333.
([2]) W. O. Robinson, *Journal of Agricultural Research*, 34, 1927, p. 339.
([3]) C. W. Correns et F. K. Schlünz, *Zeitschrift für Pflanzenernährung*, 44, 1936, p. 316; W. von Engelhardt, *Chemie der Erde*, 11, 1938, p. 17.

(*Institut national de la Recherche Agronomique, Laboratoire des Sols, Versailles.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Les acides aminés libres des Euphorbes.* Note (*) de M. **Charles Montant**, transmise par M. Henri Gaussen.

Dans deux Notes antérieures ([1]), ([2]), nous avons étudié les acides aminés libres des organes d'*Euphorbia Characias* L. Ces recherches ont été étendues à 19 espèces d'Euphorbes. Elles peuvent être classées selon les principes de Vindt ([3]) de la façon suivante :

Thérophytes : *E. taurinensis* All., *E. segetalis* L.;

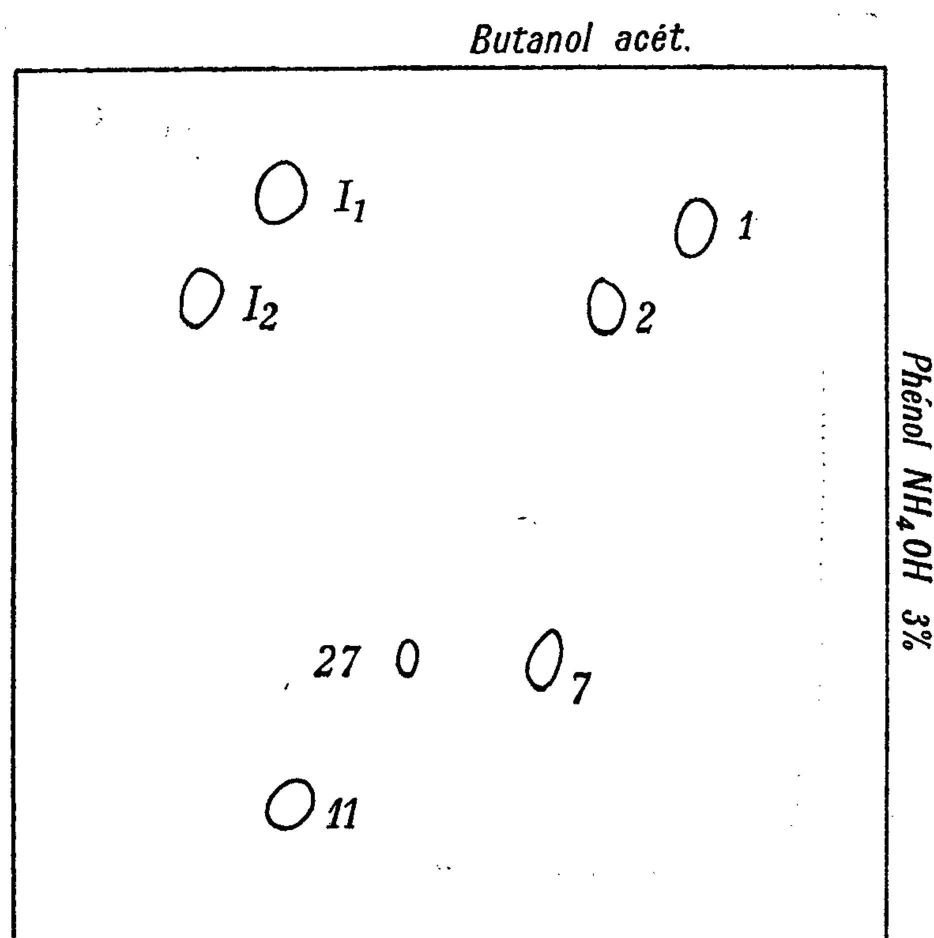
Hémicryptophytes : *E. Hibernica* L., *E. verrucosa* Jacq., *E. Gerardiana* Jacq., *E. Cyparissias* L., *E. dulcis* L., *E. biumbellata* Poir.;

Chaméphytes : *E. Nicæensis* All., *E. amygdaloides* L., *E. Characias* L.;

Nanophanérophytes : *E. dendroides* L., *E. splendens* Bojer;

Succulentes : *E. officinarum* var. *Beaumeriana* Berger, *E. caput Medusæ* L; *E. Ledieni*, *E. virosa* Wild., *E. Canariensis* L., *E. grandidens* ([4]).

Les analyses ont porté sur des échantillons de tiges et de feuilles fraîches d'un poids de 3 g récoltées deux années consécutives et dans des stations différentes (à l'exception des plantes succulentes). Après extraction par l'alcool à 70° à une température de 80° C on procède suivant la méthode chromatographique classique ([5]).



Position sur un chromatogramme schématique des taches inconnues I_1 et I_2 trouvées chez *E. taurinensis*, *E. segetalis*, *E. Cyparissias*. 1, acide aspartique; 2, acide glutamique; 7, α-alanine; 11, valine; 27, tyrosine.

Dans toutes les espèces citées, nous avons rencontré les acides aminés suivants : acide aspartique, acide glutamique, α-alanine et acide γ-amino-

butyrique, sérine, glycocolle, thréonine, β-alanine, proline, valine, phénylalanine, leucine, isoleucine, tyrosine, histidine, lysine, arginine; les amides : asparagine et glutamine; les acides α-aminoadipique et α-aminobutyrique ont été décelés chez *E. Characias*, *E. Nicæensis*. Les quatre premiers acides aminés cités sont de loin les plus importants dans toutes les espèces.

Cependant dans trois espèces : *E. taurinensis*, *E. segetalis* et *E. Cyparissias* deux taches colorables en jaune par la ninhydrine et de signification inconnue sont décelées dans la région indiquée par la figure 1.

L'étude de la variation de la teneur en acide glutamique et acide aspartique des divers organes montre que le premier domine dans les feuilles alors que le second est le plus important dans les tiges. Chez les Euphorbes succulentes, l'acide aspartique est prépondérant; or, on admet communément que, du point de vue morphologique, les tiges des plantes succulentes sont essentiellement des tiges (6) : l'analyse biochimique vient ici appuyer cette opinion.

On observe donc que le genre *Euphorbia* présente une composition en acides aminés libres relativement homogène et que des différences spécifiques des composés azotés ne devraient pouvoir s'observer qu'au niveau de corps plus complexes : peptides et protéines.

(*) Séance du 14 octobre 1957.

(1) Ch. Montant, *C. R. Soc. Biol.*, **60**, 1956, p. 440.

(2) Ch. Montant, *C. R. Soc. Biol.*, **60**, 1956, p. 796.

(3) *Monographie des Euphorbiacées du Maroc*, 1re partie (*Travaux de l'Institut Scientifique Chérifien*, n° 6, 1953).

(4) M. le Directeur du Jardin exotique de Monaco a mis à notre disposition plusieurs échantillons d'Euphorbes succulentes.

(5) P. Boulanger et G. Biserte, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, **33**, 1920, 1951.

(6) Il se peut, selon la théorie de Plantefol, que les lobes latéraux représentent des feuilles, mais il est probable que la masse générale correspond en majorité à des tissus caulinaires.

MORPHOLOGIE VÉGÉTALE. — *Ontogénie comparée de la tige feuillée et de l'inflorescence chez* Oenothera biennis *L.* Note de M. **Gaston Bersillon**, présentée par M. Lucien Plantefol.

L'apex inflorescentiel d'*Oenothera biennis* L. possède une structure semblable à celle du point végétatif et caractérisée, comme elle, par une zonation très nette : présence d'un méristème organogène annulaire entourant un méristème central peu actif. Cette zonation est vraisemblablement liée au fonctionnement plastochronique de l'apex.

Tige feuillée. — *a.* Au cours de l'hiver (mois de février), la plante est à l'état de rosette. Les feuilles sont disposées sur la tige très courte selon

deux hélices foliaires homodromes (contiguité par juxtaposition des feuilles n, $n+2$, $n+4$,...) : les insertions foliaires sont relativement larges (arcs de 110° environ).

L'apex qui termine la tige (*fig.* 1) est en forme de plateau; on y reconnaît trois méristèmes distincts :

— au centre du plateau, un *méristème d'attente* aux cellules largement vacuolisées (*fig.* 4);

— sur le pourtour, un *anneau initial* reconnaissable à ses cellules petites, faiblement vacuolisées, renfermant chacune un noyau relativement volumineux par rapport à sa propre taille (*fig.* 5);

— au-dessous du méristème d'attente, un méristème aux cellules aplaties, fortement vacuolisées, engendre, par les divisions dont il est le siège, les files cellulaires qui forment la moelle : c'est le *méristème médullaire* (*fig.* 6).

L'apex végétatif présente donc une *zonation* caractéristique : méristème organogène annulaire (anneau initial) entourant un méristème central moins actif.

b. Au cours du printemps a lieu l'élongation de la tige feuillée; les feuilles qui sont produites alors ont des insertions plus étroites que celles de la rosette (arcs de 50° environ) : elles sont disposées selon trois hélices foliaires. L'apex présente une forme saillante (*fig.* 2) mais sa structure demeure inchangée.

Inflorescence. — L'inflorescence d'*Oenothera biennis* L. est une grappe simple sans fleur terminale. Les bractées inférieures sont de grande taille et leur forme est à peu près identique à celle des dernières feuilles : elles présentent d'autre part des insertions assez étroites (arcs de 50° environ) et sont disposées selon trois hélices bractéales qui prolongent exactement les trois hélices foliaires sous-jacentes. Le passage de la tige feuillée à l'inflorescence se fait donc sans *aucune variation phyllotaxique* ([1]).

L'apex inflorescentiel revêt une forme de plateau (*fig.* 3), comme si l'axe était tronqué à son extrémité. Trois territoires méristématiques se distinguent aisément :

— Un *méristème central* occupe le milieu du plateau; ses cellules sont relativement grandes et nettement vacuolisées (*fig.* 7);

— Un méristème annulaire entoure le précédent et s'en différencie par la taille et la faible vacuolisation de ses cellules (*fig.* 8). Ce méristème est le siège d'une prolifération cellulaire intense qui engendre les primordiums des bractées et des fleurs. On peut l'appeler *anneau organogène inflorescentiel*;

— Un méristème médullaire est à l'origine des files cellulaires très régulières qui composent la moelle (*fig.* 9).

La structure de l'apex inflorescentiel est donc du même type que celle de l'apex végétatif : on y observe la même zonation caractéristique.

La disposition des bractées et des fleurs sur l'axe de l'inflorescence, de même que l'étude de la formation des primordiums sur le pourtour de l'apex, prouve que cet apex inflorescentiel possède un *fonctionnement plastochronique* : en effet, dans l'anneau organogène, on peut observer simultanément des secteurs en cours de morphogenèse active, d'autres en voie de régénération, d'autres enfin à l'état de repos relatif.

Une différence est à signaler entre l'activité du point inflorescentiel et celle du point végétatif. La formation des primordiums floraux est très

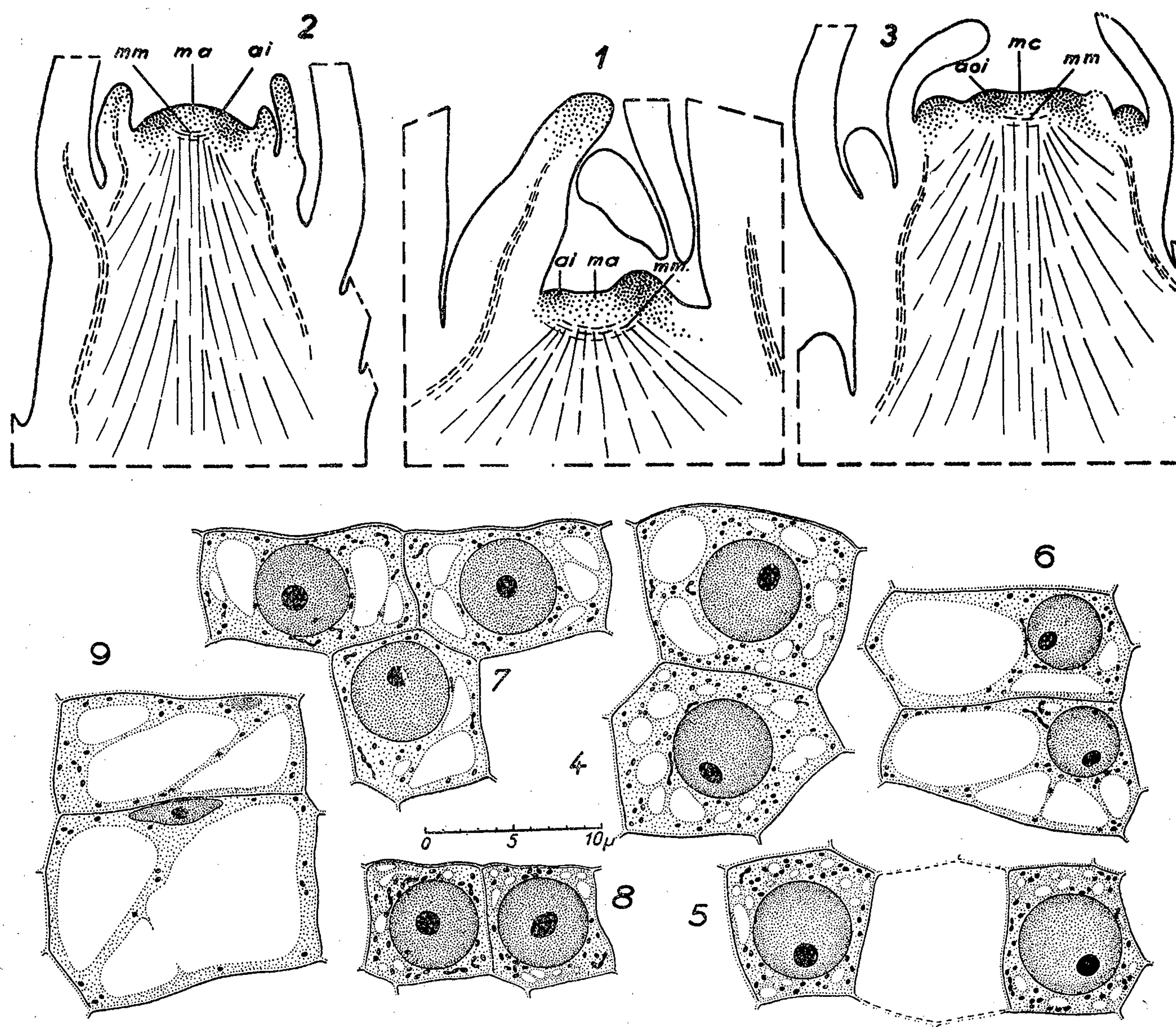


Fig. 1 et 2. — Point végétatif; coupes longitudinales.
1, plante en rosette; 2, phase d'élongation; a. i., anneau initial; m. a., méristème d'attente; m. m., méristème médullaire.

Fig. 3. — Point inflorescentiel; coupe longitudinale.
m. c., méristème central; a. o. i., anneau organogène inflorescentiel; m. m., méristème médullaire.

Fig. 4 à 9. — Caractères cytologiques des différents territoires méristématiques du point végétatif (4 à 6) et du point inflorescentiel (7 à 9).
4, méristème d'attente; 5, anneau initial; 6, méristème médullaire; 7, méristème central; 8, anneau organogène inflorescentiel; 9, méristème médullaire.

précoce : un initium est déjà visible, au contact même de l'anneau organogène, à l'aisselle de la bractée b_{n-4}, b_n désignant le dernier primordium bractéal formé. Dans la pousse feuillée, au contraire, l'initiation gemmaire débute seulement à l'aisselle de la 7e ou 8e ébauche foliaire, assez loin de l'anneau initial.

Ces observations doivent être confrontées avec celles que rapportent deux publications récentes relatives à d'autres plantes (*Beta, Cleome*) ([2]). Les auteurs ont, eux aussi, constaté une zonation dans la structure de l'apex inflorescentiel, mais leurs conclusions ne sont pas concordantes quant à l'origine de l'anneau organogène inflorescentiel.

Dans le cas d'*Oenothera biennis* L. aucun fait ne s'oppose à ce que l'on considère cet anneau organogène comme la continuation de l'anneau initial végétatif (par voie de régénération).

D'ailleurs l'établissement d'homologies entre les territoires méristématiques du point végétatif et ceux du point inflorescentiel soulève de réelles difficultés tant sur le plan technique que sur le plan théorique. Je pense que la zonation d'un apex — végétatif ou inflorescentiel — est simplement liée au fonctionnement plastochronique de cet apex, c'est-à-dire à la production périodique d'organes régulièrement distribués sur le pourtour d'un axe commun. La zonation de l'apex serait donc indépendante de la nature des organes engendrés.

([1]) Dans les parties plus élevées de la grappe, la disposition des bractées présente parfois des irrégularités ou des complications. D'autre part, la taille des bractées décroît progressivement du bas de la grappe vers son extrémité supérieure (une remarque analogue est valable pour la taille des feuilles étagées le long de la tige).

([2]) MOUSTAPHA HADJ-MOUSTAPHA, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 710; A. LANCE et P. RONDET, *ibid.*, 245, 1957, p. 712.

PHYTOCHIMIE. — *Formosanine et uncarines.*

Note de M. **RAYMOND-HAMET**, présentée par M. René Souèges.

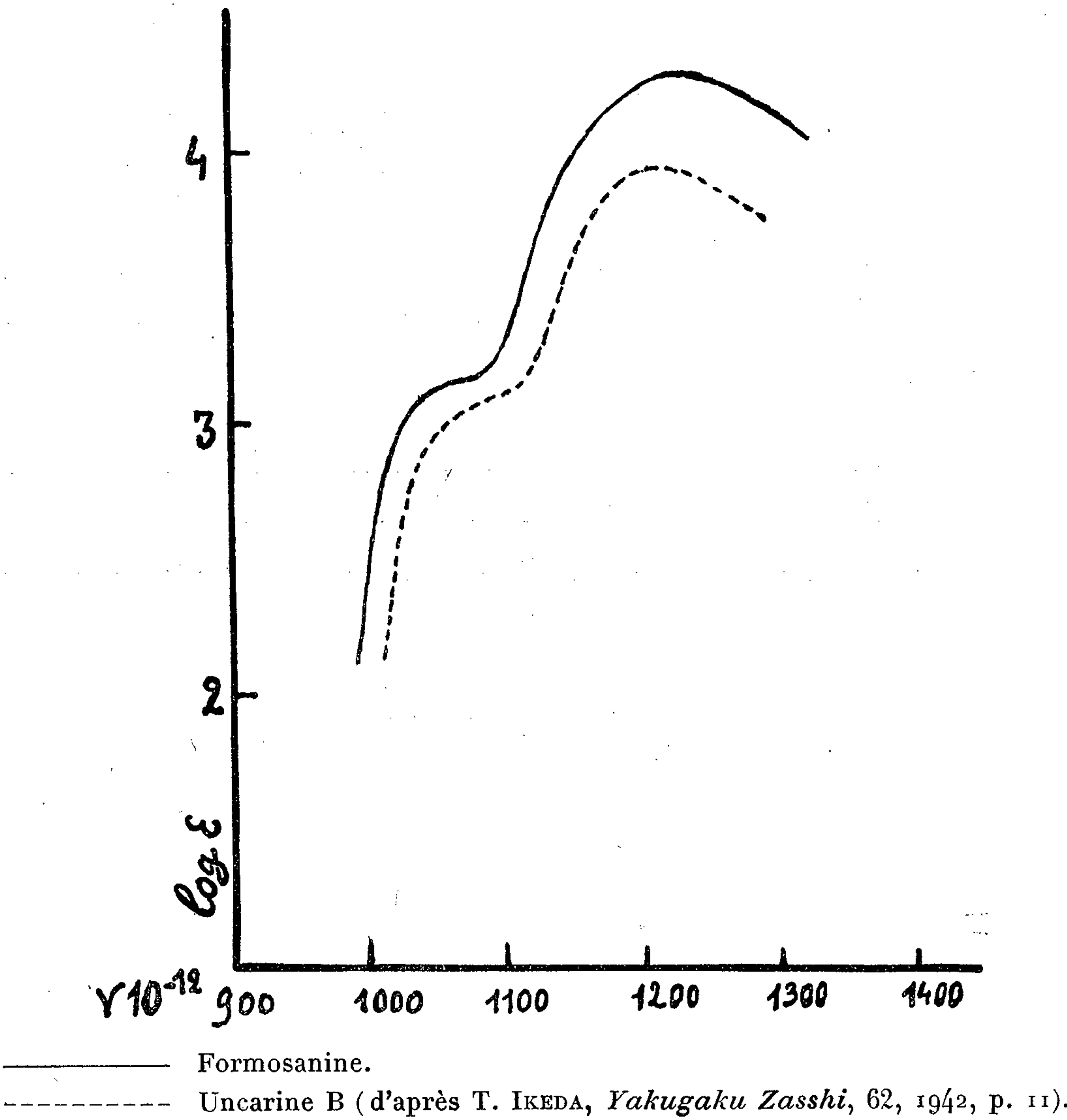
En 1928, H. Kondo, T. Fukuda et M. Tomita ([1]) ont extrait d'une Rubiacée-Naucléée de Formose, l'*Ourouparia Kawakamii* (Hayata) Raymond-Hamet, un alcaloïde cristallisé nouveau, l'hanadamine, qui a pour formule $C_{21}H_{24}N_2O_4$, possède un point de fusion de 187° et montre, en solution alcoolique, un pouvoir rotatoire de — 123°,7.

De l'*Ourouparia formosana* Matsumura et Hayata, une espèce de Formose, considérée par ses auteurs comme différente de l'*Ourouparia Kawakamii*, nous avons, en 1936 ([2]), isolé un alcaloïde que nous avons désigné sous le nom de formosanine, qui a pour formule $C_{21}H_{24}N_2O_4$ et dont le pouvoir rotatoire est de + 80°,3 dans l'alcool éthylique à 95°.

Ayant reçu de Formose un nouvel envoi d'un *Ourouparia* rapporté à l'*Ourouparia Kawakamii*, H. Kondo et T. Ikeda, en 1941 ([3]), n'y ont pas retrouvé d'hanadamine mais ont pu en extraire deux autres alcaloïdes qu'ils ont considérés comme nouveaux, l'un cristallisé, l'uncarine B, l'autre amorphe, l'uncarine A. Or, si l'on rapproche les caractères qu'ils ont attribués à leur uncarine B et ceux de notre formosanine, on constate qu'ils se correspondent exactement :

	Formosanine.	Uncarine B.
Pouvoir rotatoire dans le chloroforme	$+91^{\circ},3$	$+91^{\circ},34$
Point de fusion	202–218°	216–217°
Valeurs microanalytiques individuelles obtenues	C 68,16–68,41–68,5	C 68,22–68,27
	H 6,71–6,76	H 6,70–6,79
	N 7,82	N 7,85
	OCH_3 8,21	OCH_3 8,23
Nombre de méthoxyles contenus dans la molécule	1	1

Les spectres d'absorption dans l'ultraviolet sont également pratiquement identiques pour les deux alcaloïdes.



———— Formosanine.
- - - - - - Uncarine B (d'après T. Ikeda, *Yakugaku Zasshi*, 62, 1942, p. 11).

L'identité de la formosanine (1936) et de l'uncarine B (1941) nous paraissant ainsi démontrée, le nom de cette dernière doit s'effacer devant celui de la première qui lui est antérieur de cinq ans.

On serait tenté de supposer que, si Kondo et ses collaborateurs n'ont pu isoler d'un premier lot d'*Ourouparia Kawakamii* que de l'hanadamine, d'un second lot que de la formosanine et de l'uncarine A, c'est parce que le premier de ces lots avait été exactement rapporté à l'*Ourouparia Kawakamii* alors que le second avait, en réalité, été fourni par l'*Ourouparia formosana*, mais la plupart des botanistes japonais, et en particulier T. Nakai et G. Koidzumi ([4]), admettent que ces deux plantes ne doivent pas être séparées taxinomiquement l'une de l'autre. On doit d'ailleurs ajouter que si l'uncarine A, l'alcaloïde amorphe que Kondo a extrait du second lot d'*Ourouparia* prétendu *Kawakamii*, a la même formule que l'uncarine B ou formosanine, il paraît s'en distinguer non seulement parce que son pouvoir rotatoire dans le chloroforme est un peu plus élevé : $+ 106^\circ,5$ au lieu de $+ 91^\circ,34$, mais encore parce que la déviation polarimétrique du chlorhydrate de l'acide aminé qu'on en obtient par traitement à la potasse est extrêmement différent de celle du dérivé correspondant de l'uncarine B puisqu'elle est de $+ 57^\circ,19$ au lieu de $+ 119^\circ,8$. En revanche, nous avons trouvé ([5]), dans l'*Ourouparia formosana*, un alcaloïde qui est bien distinct de la formosanine et qui, par ses réactions colorées et son activité sympathicolytique, se rapproche beaucoup de la gambirine extraite par nous ([6]) de l'*Ourouparia Gambir*. Notons que cette gambirine est différente de l'alcaloïde que T. Pavolini, F. Gambarin et G. Montecchio ([7]) ont désigné sous ce nom et qui, d'après eux, communique au réactif de Fröhde une coloration verte et non bleue. De fait, quand nous avons traité par l'acide sulfurique dilué les bases de l'*Ourouparia Gambir*, nous avons obtenu, d'une part un sulfate soluble et amorphe qui donne une coloration bleue avec le réactif de Fröhde et correspond à notre gambirine, d'autre part un sulfate insoluble et cristallisé qui colore en vert ce réactif et paraît identique à la gambirine des auteurs italiens.

(1) *Yakugaku Zasshi*, 48, 1928, p. 54 et 321.
(2) RAYMOND-HAMET, *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 1383.
(3) *Yakugaku Zasshi*, 61, 1941, p. 130.
(4) *Trees and shrubs indigenous in Japan proper*, 1, 2e éd., 1927, p. 515.
(5) RAYMOND-HAMET, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1721.
(6) RAYMOND-HAMET, *Bull. Acad. Méd.*, 112, 1934, p. 513.
(7) *Annali di Chimica*, 40, 1950, p. 654.

EMBRYOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Gastrulation de l'œuf de Truite* (Salmo irideus) *en l'absence d'oxygène ou en présence d'inhibiteurs du métabolisme.* Note de M. **Charles Devillers**, Mme **Juliette Colas** et Mme **Anne-Marie Cantacuzène**, présentée par M. Louis Fage.

Certaines observations sur le développement de l'œuf de *Salmo irideus* en anaérobiose relative ont déjà été rapportées [1], [2].

Nous exposerons maintenant quelques résultats généraux sur le déroulement de la gastrulation en milieux totalement dépourvus d'oxygène ou additionnés d'inhibiteurs du métabolisme : cyanure de K, neutralisé, à M/1000; azothydrate de Na (NaN_3) à M/1000 et 2.4-dinitrophénol (DNP) à M/5 000 et M/10 000 [3].

Tous ces milieux provoquent une dissociation entre les mouvements morphogénétiques et la différenciation cellulaire : l'anaérobiose et CNK arrêtent tout de suite la multiplication et la différenciation; plus tard, seulement, ils affectent les mouvements. NaN_3 et le 2.4-dinitrophénol sont sans action sur les mouvements et ce n'est que lentement que le 2.4-dinitrophénol exerce son influence sur la différenciation [4].

Placée en milieu dépourvu de O_2 ou en présence de CNK, une jeune gastrula poursuit son épibolie pendant 48 h, puis s'arrête; si l'œuf est mis en expérience au stade épibolie 3/4, ce temps est abaissé à 12 h environ; il n'est plus que de quelques heures aux stades ultimes de la fermeture du blastopore. L'invagination se poursuit elle aussi [5], pendant un temps d'ailleurs difficile à évaluer.

Les divisions cellulaires s'arrêtent très tôt; elles ont totalement disparu après 24 h de traitement; tous les noyaux sont au repos ou bloqués à divers stades de la mitose (anaérobiose); le réseau chromatinien se dissocie et la chromatine se groupe en un ou deux gros amas. Les noyaux s'arrondissent, même s'ils présentaient au départ un étirement prononcé (plaque médullaire); dans le CNK, ils s'hypertrophient. Après 48 h de traitement les limites entre les divers organes s'estompent.

La différenciation cellulaire restant bloquée au stade de mise en expérience, l'embryon cesse de se développer sur un germe qui poursuit son épibolie; ainsi la plaque médullaire d'une jeune neurula, bien marquée au départ, est réduite 48 h après à une mince lame, indistincte, distendue par l'étalement du germe.

Ces transformations ne provoquent pas un blocage irréversible de la morphogénèse. L'œuf replacé en eau courante après 24 ou 48 h de traitement reprend son développement après un « temps de reprise » variable

selon les pontes (de 0 à 72 h). L'organogenèse est tout à fait normale après anaérobiose; par contre, CNK laisse des marques indélébiles de son action sur la différenciation cellulaire.

En présence de NaN_3 ou de 2.4-dinitrophénol, une jeune gastrula poursuit son développement; l'embryon se constitue et le blastopore se ferme au bout de 6-7 jours comme celui des témoins. Notons qu'avec le DNP M/5 000 la fermeture présente environ 24 h de retard sur celle des témoins.

L'action du 2.4-dinitrophénol sur la différenciation apparaît assez complexe. Dans M/5 000, l'activité mitotique marque un net ralentissement après 48 h; des anomalies apparaissent; à 72 h les mitoses sont rares et anormales; à 120 h elles ont cessé : le nucléole a pris un aspect vésiculeux et le réseau chromatinien est fortement altéré.

En même temps qu'il se met en place, le matériel cellulaire s'accroît de moins en moins, ce qui explique que, comparé aux témoins, l'embryon est moins long et surtout beaucoup plus grêle, tandis que son aspect général est assez proche de la normale.

Par ailleurs, le DNP paraît frapper surtout les cellules en voie de différenciation. Ainsi le matériel marginal qui pénètre dans l'embryon au niveau du bouton terminal s'ordonne avec peine en masses cordale et mésoblastiques. Dans ces groupements, mal séparés les uns des autres, la différenciation progresse beaucoup plus lentement que chez les témoins; comme l'embryon s'allonge, la zone indifférenciée postérieure, très courte chez un embryon normal, acquiert ici une longueur importante.

Sur les cellules déjà différenciées le DNP agit peu, mais frappe sévèrement les zones en pleine activité : sur des embryons mis en expérience à épibolie 1/2 et demeurés 6 et 7 jours dans ce milieu, la partie moyenne de la corde a peu évolué, tandis que son extrémité antérieure, fortement altérée, commence à disparaître.

Les placodes se développent mal. Par contre, la plaque médullaire poursuit sa concentration et se détache de l'épithélium; dans l'axe nerveux s'individualisent les différentes régions du cerveau, que viennent ensuite frapper de nombreuses malformations.

(1) Ch. Devillers, *Proc. XIVe Int. Congr. Zool.*, Copenhague, 1953, p. 201-202.

(2) Ch. Devillers et J. Rosenberg, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1561.

(3) La température d'élevage se situe entre 7 et 9°C.

(4) L'étude microscopique des œufs traités par NaN_3 n'a pas encore été effectuée.

(5) Contrairement à ce qui avait été dit dans notre Note (2).

(*Laboratoire d'Anatomie et d'Histologie, Sorbonne.*)

NUTRITION. — *Analyse des effets nutritionnels de la prolactine chez la Ratte entière et castrée.* Note de Mlle **Geneviève Bourdel** et M. **R. Jacquot** (1), présentée par M. Robert Courrier.

Chez la ratte entière, l'anabolisme induit par la prolactine porte harmonieusement sur la croissance pondérale et la protéinogenèse. Chez la ratte castrée, il en est de même pendant une courte période. Par la suite, l'anabolisme protidique s'estompe devant le catabolisme lipidique et il y a divergence entre les données de la balance et du bilan.

Nos études précédentes sur l'anabolisme gravidique de la ratte avaient montré le rôle déterminant que jouent les corps jaunes dans la première moitié de la gestation et les placenta par la suite (2), (3). Dans les deux cas, l'intervention de la prolactine peut être invoquée, d'une part comme facteur lutéotrophique, d'autre part comme représentant probable de l'hormone placentaire du rat (Mayer, Mayer et Canivenc) (4), (5). Ce sont les effets de la prolactine sur le plan nutritionnel que nous avons voulu démontrer directement. Ces effets ont été étudiés chez l'animal entier et castré.

Conditions expérimentales. — Tout au long de l'expérience, on suit les variations du poids vif et du bilan azoté.

Prépériode : 13 rattes adultes de 200 g environ sont soumises à un régime équilibré (20 % de protides) pour déterminer leur niveau nutritionnel normal; la prépériode dure 1 mois.

Prolactine sur animaux entiers : par la suite tous les animaux recoivent en injection de la prolactine à raison de 60 U. I. par sujet et par jour et cela pendant 12 jours (Lot A). A ce moment tous les animaux sont castrés et le lot est divisé en deux.

Prolactine sur animaux castrés : 7 rattes continuent à recevoir de la prolactine pendant 20 jours (Lot B).

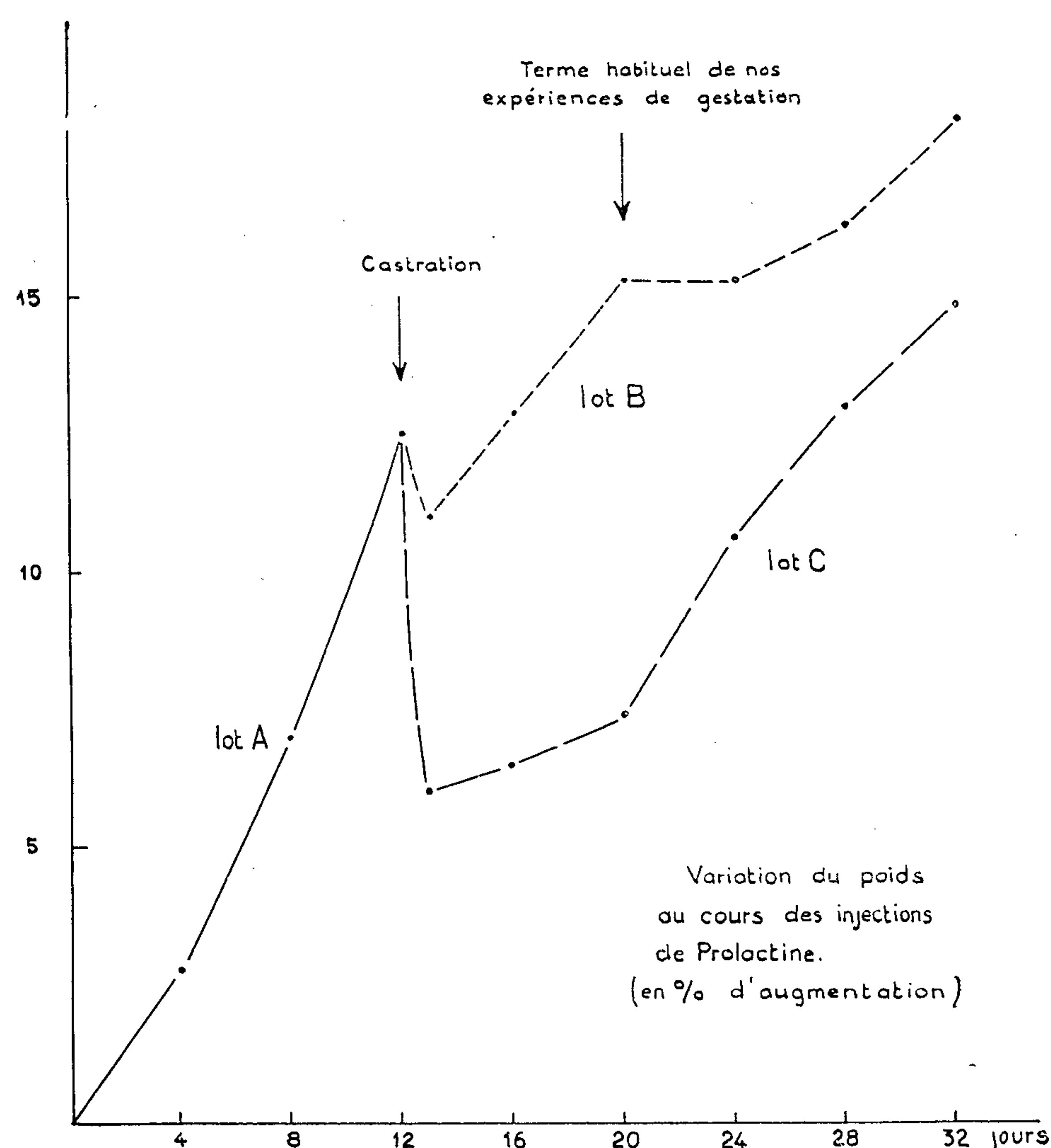
Témoins castrés : les 6 autres rattes castrées reçoivent pendant 20 jours une injection de 1 ml de solution de phosphate monopotassique à 1 % sans prolactine.

Courbes de poids. — Le graphique suivant indique les pourcentages d'augmentation du poids vif en prenant comme terme de référence le poids au jour de la première injection de prolactine.

Lot A. — La prolactine administrée à la ratte entière détermine une augmentation notable du poids vif : le gain de poids moyen qui n'était que de 0,4 g par jour et par rat au cours de la prépériode atteint 4 g par jour pendant les 12 jours d'injection.

Lot B. — La chute de poids après la castration est faible, la courbe reprend aussitôt sa progression pendant 8 jours, passe par un plateau puis remonte faiblement.

Lot C. — La chute de poids après la castration est très brutale, une légère reprise s'ammorce rapidement à laquelle fait suite une forte poussée qui se maintient jusqu'à la fin de l'expérience.



Bilans azotés. — *Lot* A. — Chez la ratte entière, la prolactine provoque une augmentation immédiate et importante de la rétention brute d'azote qui passe de 47 à 89 mg N par jour et du coefficient relatif de rétention azotée (C. R.) qui s'élève de 15 à 31.

Lot B. — Après castration, la ratte maintenue à la prolactine conserve pendant 8 jours ses aptitudes anabolisantes (N. retenu : 70 mg/j/rat; C. R. = 24,5); on observe par la suite une baisse du bilan et le C. R. peu à peu retombe à une valeur voisine de celle de la prépériode (18,8).

Lot C. — Après interruption de la prolactine, les rattes castrées perdent aussitôt leurs aptitudes anabolisantes : les C. R. tombent à un niveau très bas pendant 12 jours (C. R. = 10,4) et se relèvent ensuite progressivement (C. R. = 20).

Discussion. — *Lot* A. — La concordance est parfaite entre le gain de poids vif et la rétention azotée. En utilisant la formule suivante ($N \times 6,25 \times 4$) on peut évaluer l'accroissement de la masse du tissu protéique total. Dans le cas

présent, 1071 mg N équivalent à 26,7 g de tissu protéique, or le gain de poids vif a été de 26 g. Chez l'animal entier, l'anabolisme induit par la prolactine porte donc essentiellement sur la protéinogenèse.

Lot B. — Après castration le maintien de la prolactine se traduit de façon discontinue. Pendant 8 jours la croissance pondérale et la rétention azotée vont de pair, passé ce stade il y a divergence entre les deux. Au total l'azote retenu l'emporte très largement sur le gain de poids. Celui-ci n'a été en moyenne que de 16 g alors que les 1223 mg de N retenu devraient correspondre à l'élaboration de 30,6 g de tissu protéique. Les variations d'ensemble du poids vif reflètent la somme de deux phénomènes contraires. On peut penser que le gain de tissu protéique est masqué par la fonte des réserves grasses. On sait, en effet, que la prolactine diminue la teneur corporelle des lipides chez le rat et l'homme ([5]).

L'analyse des foies montre d'ailleurs qu'il n'y a pas simple mobilisation, mais destruction réelle. La masse protéique du foie se trouve, en effet, augmentée en valeur absolue et relative : N hépatique total par 100 g de poids vif atteint ici 131,7 mg.

Lot C. — Après castration et suppression de la prolactine, on retrouve un bon parallélisme entre la variation du poids et la rétention azotée : 945 mg N retenu équivalent à 23,4 g de tissu protéique, le gain de poids est de 19 g (le calcul statistique n'accuse aucune différence significative entre les deux valeurs). Dans ce cas, la masse protéique du foie est diminuée et ne correspond qu'à 111,4 mg N par 100 g de poids vif.

En résumé, chez l'animal entier les effets de la prolactine s'inscrivent harmonieusement sur le gain de poids vif et la rétention azotée. Chez l'animal castré, il y a dissociation entre les données de la balance et celle du bilan. Toutefois, après castration, le lot B recevant de la prolactine se comporte exactement comme les gestantes ayant subi une dissociation fœtoplacentaire totale et une castration dans nos précédents essais et cela pendant le même laps de temps (8 jours). Mais, ultérieurement, l'effet anabolisant s'estompe, par suite sans doute, de la mobilisation des lipides.

En ce qui concerne les témoins castrés, la reprise de poids peut s'expliquer par les seuls effets de la castration.

En comparant dans la phase terminale de cet essai les lots B et C, on voit d'ailleurs, dans nos conditions expérimentales, que la prolactine freine les effets de la castration sur le gain de poids.

([1]) Avec la collaboration technique de Mme M. A. de Saintaurain.
([2]) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 552.
([3]) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 310.
([4]) *Arch. Sc. Physiol.*, 5, 1951, p. 247.
([5]) *Endocrinology*, 40, 1947, p. 294.

(*Laboratoire de Biochimie de la Nutrition du C. N. R. S., Bellevue, Seine-et-Oise.*)

GÉNÉTIQUE. — *Sur les répercussions génétiques de la substitution de la thymine par le 5-iodouracyle dans l'acide désoxyribonucléique de* E. Coli 15 *T*⁻. Note (*) de Mme **Denise Luzzati**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

La présence de 5-iodouracyle dans le milieu de culture de *E. Coli* 15 T⁻ provoque une augmentation du taux de mutation. Il semble y avoir une corrélation entre l'augmentation du taux de mutation et le taux de remplacement de la thymine par le 5-iodouracyle dans l'ADN de ces bactéries.

A la suite des observations de Weygand et coll. (1), D. B. Dunn et J. D. Smith (2), ainsi que S. Zamenhof et G. Griboff (3) ont montré qu'il est possible de provoquer l'incorporation d'analogues structuraux de la thymine dans l'acide désoxyribonucléique (ADN) de bactéries déficientes en thymine ou dans l'ADN de phages. Ces analogues (5-bromo, 5-iodo et 5-chlorouracyle) remplacent une partie de la thymine normalement présente dans l'ADN (2), (7).

L'ADN étant généralement considéré comme le principal support des caractères héréditaires, on pouvait s'attendre à ce qu'une modification de sa composition chimique entraîne des modifications génétiques. S'il ne semble pas qu'il y ait de changement *global* des caractères génétiques de la population bactérienne ayant incorporé du 5-bromouracyle dans son ADN (3), on a pu cependant constater (5) une augmentation de la mutabilité de phages cultivés dans des conditions favorables à l'incorporation de 5-bromouracyle dans leur ADN.

En vue d'une étude quantitative des variations du taux de mutation chez des bactéries ayant incorporé du 5-iodouracyle dans leur ADN, nous avons utilisé une souche déficiente en thymine, *E. Coli* 15 T⁻. Le 5-iodouracyle a une action inhibitrice très marquée sur la croissance de ces bactéries, qui se manifeste par une augmentation et du temps de doublement de la quantité de substance bactérienne et du temps de division.

Tableau I (*).

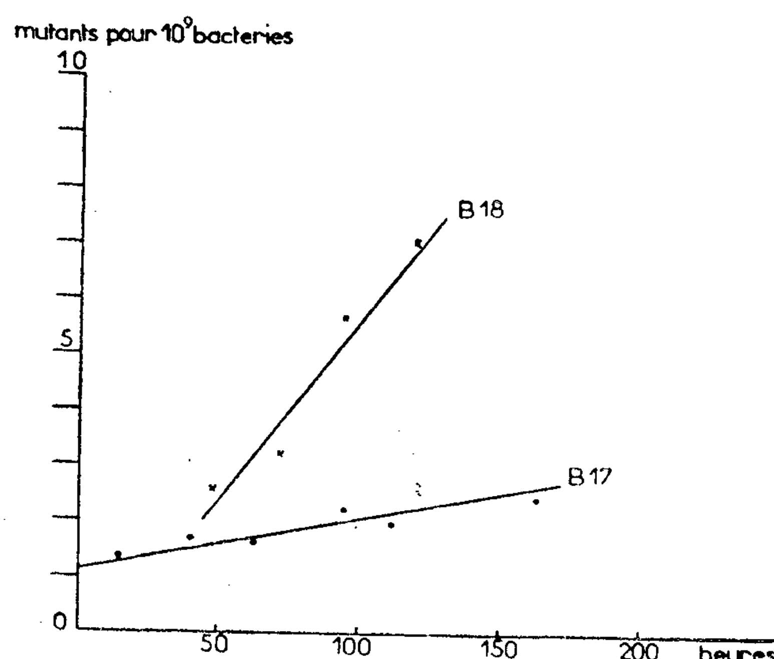
Temps de dédoublement de la substance bactérienne lors de la culture en présence de 5-iodouracyle.

	Thymine			
5-iodouracyle.	5.10^{-6} M.	1.10^{-5} M.	5.10^{-5} M.	1.10^{-4} M.
0	1	1	1	1
1.10^{-5} M	–	1,2	1,1	1
5.10^{-5} M	–	1,3	1,2	1
1.10^{-4} M	–	2,1	1,4	1,2
5.10^{-4} M	3,4	3	2	1,4
1.10^{-3} M	–	–	7	1,6–3
$1,5.10^{-3}$ M	–	–	–	1,9–4

(*) L'action inhibitrice du 5-bromouracyle bien que similaire semble être moins intense (6).

Cette action inhibitrice est d'autant plus forte que le rapport des concentrations 5-iodouracyle/thymine dans le milieu de culture est plus grand (tableau I).

Étant donné les différences de temps de division entre les bactéries témoin (c'est-à-dire cultivées en présence de thymine seule) et celui des bactéries cultivées en présence de 5-iodouracyle, il n'était pas possible de comparer leurs taux de mutation par le classique test de fluctuation [7]. Pour remédier à cette difficulté, uniformiser les temps de division et effectuer une comparaison valable des taux de mutation, nous avons adopté la technique de culture continue [8], [9]. Dans le bactostat (encore appelé chemostat ou bactogène) le temps de division est imposé aux bactéries par la vitesse de renouvellement d'un aliment dit « limitant »; la concentration des bactéries et celle des éléments nutritifs restent constantes dans le milieu de culture. Dans ces conditions, on peut établir le taux de mutation en portant, en fonction du temps, le nombre de mutants par rapport au nombre de bactéries [10] (*fig.* 1).



Augmentation du nombre de mutants streptomycinorésistants sous l'action du 5-iodouracyle. B 17, témoin; B 18, culture en présence de 5-iodouracyle; (19% de remplacement de la thymine par 5-IU dans l'ADN bactérien).

Nous avons utilisé le milieu synthétique de B. D. Davis [11] dans lequel le glucose était l'aliment limitant; la concentration de thymine étant toujours supérieure à celle qui en aurait fait à son tour l'aliment limitant. Nous avons étudié la mutation vers la streptomycino-résistance. Le taux de mutation spontané de *E. Coli* 15 T^- est très bas, aussi avons-nous dû éprouver au moins 10^{10} bactéries pour établir chacun des points des courbes expérimentales (*fig.* 1). Nous y sommes parvenus en réglant la concentration de glucose de manière à avoir 5 à $7 \cdot 10^8$ bactéries/ml dans le bactostat, et en les concentrant encore par centrifugation. Dans ces conditions, l'aération du milieu devient un facteur critique, et au cours de certaines

expériences (B 11 et B 13), c'est l'oxygène qui a été l'aliment limitant. Pour calculer le taux de substitution de la thymine par le 5-iodouracyle dans l'ADN nous avons effectué le dosage simultané, dans l'extrait trichloracétique (TCA) chaud, des bactéries lavées (eau distillée et TCA froid) de l'ADN [12] et de l'iode [méthode de Barker [13], légèrement modifiée]. Les résultats obtenus de cette façon concordent à 5 % près avec ceux que donne l'analyse chromatographique de l'ADN « iodée » hautement purifié (moins de 1 % de RNA).

TABLEAU II.

N° exp.	Thymine.	5-IU.	Aliment limitant.	Temps de division (h).	Taux mutation par 10^{-11} bac. p/h.	Taux mutation 5-IU/Taux mut. th.	Remplacement th (%).
B 11....	2.10^{-4}	0	O_2	3,6	0,9	–	–
B 17....	2.10^{-4}	0	Glucose	4,5	0,9	–	–
B 13....	2.10^{-4}	4.10^{-4}	O_2	5,8	2	2,2	16
B 16....	2.10^{-4}	4.10^{-4}	Glucose	4,8	7,5	8,3	19
B 18....	2.10^{-4}	4.10^{-4}	»	5,2	6,5	7,2	19

Les résultats obtenus (tableau II) montrent une augmentation du taux de mutation lorsque les bactéries sont cultivées en présence de 5-iodouracyle.

Les données analytiques semblent en outre montrer une certaine corrélation entre le taux de mutation et le pourcentage de thymine remplacée par du 5-iodouracyle. On remarquera par ailleurs que, si le taux de mutation spontané est le même quel que soit l'aliment limitant, le taux de substitution de la thymine et le taux de mutation en présence de 5-iodouracyle (expériences B 13 et B 18) varient; ils sont plus élevés lorsque le glucose est l'aliment limitant que lorsque c'est l'oxygène.

(*) Séance du 7 octobre 1957.

(1) F. WEYGAND, A. WACKER et H. DELLWEG, *Naturforschung*, 7b, 1952, p. 19.

(2) *Nature*, 174, 1954, p. 305.

(3) *Nature*, 174, 1954, p. 308 et 311.

(4) S. ZAMENHOF, B. REINER, R. DE GIOVANNI et K. RICH, *J. Biol. Chem.*, 219, 1956, p. 165.

(5) R. M. LITMAN et A. B. PARDEE, *Nature*, 178, 1956, p. 524.

(6) S. S. COHEN et H. D. BARNER, *J. Bact.*, 71, 1956, p. 588.

(7) W. BRAUN, *Bacterial genetics*, 1953, p. 62.

(8) J. MONOD, *Ann. Inst. Pasteur*, 79, 1950, p. 390.

(9) A. NOVICK, *Ann. Rev. of Microbiology*, 9, 1955, p. 99.

(10) A. NOVICK et L. SZILARD, *Cold Spring Harbour Symposium on Quant. Biol.*, 16, 1951, p. 337.

(11) *Proc. Nat. Acad. Sc.*, 35, 1949, p. 1.

(12) Z. DISCHE, *in Nucleic Acids*, 1, 19, p. 285.

(13) S. B. BARKER, *J. Biol. Chem.*, 173, 1948, p. 315; F. LACHIVIER et J. LELOUP, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 31, 1949, p. 1128.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Fractionnement des Formes L fixées du Protéus* P 18. Note (*) de MM. **Paul Mandel**, **Tullio Terranova** et Mlle **Monique Sensenbrenner**, présentée par M. René Fabre.

Des formes L fixées provenant du bacille Protéus P 18 ont été cultivées en milieu hypertonique avec un excellent rendement. Les diverses espèces morphologiques des Formes L ont été séparées par centrifugation différentielle et leur consommation d'oxygène a été déterminée.

Les méthodes de culture des Formes L (F. L.) telles qu'elles ont été décrites par R. Tulasne (1), L. Carrère et J. Roux (2), R. V. Abrams (3), P. F. Smith (4), L. Dienes et J. T. Sharp (5), s'adaptent parfaitement aux études morphologiques ou immunologiques. Cependant les techniques de ces divers auteurs s'avèrent très laborieuses quand il s'agit de préparer des quantités appréciables de F. L. C'est sans aucun doute la raison pour laquelle il existe très peu de données biochimiques concernant ces formes bactériennes. Aussi, pour avancer nos études sur le métabolisme des F. L. (6), il nous a fallu tout d'abord mettre au point une technique de culture fournissant aisément une quantité importante de substance.

D'après les travaux de J. Lederberg (7), la pénicilline inhibe la production de la membrane bactérienne donnant lieu à la formation de « protoplastes », qui, selon cet auteur, sont comparables aux F. L. géantes. Les « protoplastes » dans les milieux habituels de culture subissent une lyse, tandis qu'ils se maintiennent en milieu hypertonique et produisent des colonies L quand on les réensemence en milieu solide en présence de pénicilline. Tenant compte des données de Lederberg, nous avons cherché à réaliser des cultures de F. L. fixées en milieu hypertonique. Dans ce but, nous avons ensemencé des F. L. fixées, produites à partir du bacille Protéus P 18 et cultivées en surface selon R. Tulasne (1), dans du bouillon ordinaire contenant 20 % de sérum de cheval, 2 000 unités de pénicilline par centimètre cube et du saccharose à une concentration finale de 0,3 M. Après ensemencement, la culture a été soumise à une agitation rapide pendant 30 mn et ensuite mise à l'étuve à 37°. Au bout de 48 h, nous avons obtenu une culture abondante offrant 30 mg de substance sèche pour 100 ml de bouillon, ce qui correspond environ à 45 tubes de culture en surface après cinq jours. Il est évident que grâce à son rendement, la méthode de culture en suspension dans un milieu liquide hypertonique offre de très grandes facilités pour des études biochimiques. Il nous a également été possible de cultiver les formes L fixées dans un milieu synthétique, le milieu de Morgan et coll. (8), additionné de saccharose à la concentration finale de 0,3 M.

Pour ce qui est de l'aspect morphologique, nos cultures en bouillon hypertonique contenaient des formes globulaires de 8 à 12 μ ainsi que des formes plus petites et naines décrites par les différents auteurs. Nous n'avons pu mettre en évidence de formes géantes de 20 μ telles qu'elles existaient dans les cultures d'origine.

A partir de la culture en milieu hypertonique, nous avons effectué des ensemencements répétés en milieu également hypertonique et obtenu régulièrement les mêmes formes. De même, les réensemencements en milieu solide et en surface des cultures provenant du bouillon hypertonique ont donné respectivement des colonies L et des voiles avec la morphologie habituelle. Ces voiles ont d'ailleurs pu être réensemencés avec succès en milieu hypertonique.

Étant donné l'hétérogénéité des cultures de F. L., il nous a paru intéressant de chercher à séparer les diverses espèces morphologiques avant de poursuivre l'étude métabolique. Nous y sommes parvenus à l'aide de centrifugations différentielles à l'ultracentrifugeuse préparative L Spinco. Les formes globulaires de grande taille sédimentent après 10 mn de centrifugation à 2 200 t/mn (1000 g), les formes L de taille moyenne se déposent après 10 mn à 5 000 t/mn (2178 g), les formes plus petites se retrouvent dans le culot après 8 mn de centrifugation à 20 000 t/mn (34 850 g) et, enfin, les formes naines après 2 h à 30 000 t/mn (78 410 g). Le réensemencement de chacune de ces fractions, selon la méthode que nous avons décrite, a permis d'obtenir des cultures contenant toutes les espèces morphologiques de F. L. depuis les grandes jusqu'aux naines.

L'étude de la consommation d'oxygène des diverses espèces morphologiques de F. L. à l'appareil de Warbourg en milieu de Krebs oxygéné a permis de constater que les F. L. de petite taille, troisième fraction, possèdent la consommation d'oxygène la plus importante, en moyenne 23,4 μl d'O_2 par heure et par milligramme de substance sèche délipidée, alors que pour les formes naines, la consommation d'oxygène est pratiquement nulle.

Dans l'hypothèse qu'il existe une possibilité de passage des bactéries aux virus avec les F. L. comme stade intermédiaire, les formes naines ayant perdu les enzymes de l'oxydation aérobie présenteraient une étape dans le processus de perte progressive d'équipement enzymatique qui conduirait au virus.

(*) Séance du 14 octobre 1957.

(1) *Rev. Immunol.*, 15, 1951, p. 223.

(2) *Montp. Méd.*, 47, 1955, p. 405.

(3) *J. Bact.*, 70, 1955, p. 251.

(4) *J. Bact.*, 70, 1955, p. 552.

(5) *J. Bact.*, 71, 1956, p. 08.
(6) P. Mandel et T. Terranova, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1082.
(7) *J. Bact.*, 73, 1957, p. 144.
(8) J. F. Morgan, H. J. Norton et R. C. Parker, *Proc. Soc. Exp. Biol. Med.*, 73, 1950, p. 1.

(*Institut de Chimie biologique, Faculté de Médecine Strasbourg, et Institut de Pathologie générale de l'Université de Turin.*)

BACTÉRIOLOGIE. — *Sur la production, en milieu liquide, de diastases protéolytiques par* Corynebacterium pyogenes. Note de MM. **Jean Verge**, **Rémy Richou** et **Claude Quinchon**, transmise par M. Gaston Ramon.

On sait, depuis longtemps, que *Corynebacterium pyogenes*, responsable d'un certain nombre d'infections des bovidés, des ovidés et des porcins, est un germe doué d'un pouvoir protéolytique très développé (1).

Au cours d'une série de recherches nous avons étudié, non plus son pouvoir protéolytique direct vis-à-vis de la gélatine par exemple, mais le pouvoir gélatinolytique et fibrinolytique de ses filtrats de culture.

Diverses souches ont été utilisées : Souche Desplanques (D), Souche P 79 et Souche Parot (P) isolées chez le Porc; Souche P 77 isolée chez le Mouton; Souche A 87, etc.

Plusieurs milieux de culture ont été employés : digestion papaïnique de viande de cheval (milieu R.A.P. de G. Ramon); bouillon de viande ordinaire (M); eau peptonée (P), seuls, ou additionnés de 1 pour 150 de glucose (g) ou de 1 pour 150 de glucose et de 10 pour 150 de sérum de cheval (S).

Des flacons de 250 ml, renfermant 150 ml de milieu recouvert d'une mince couche d'huile, étaient ensemencés avec une culture du germe en bouillon sérum et laissés à l'étuve à 37° pendant 7 à 14 jours.

Après filtration sur bougies Chamberland L 2 ou L 3, on évaluait le pouvoir gélatinolytique et fibrinolytique des filtrats ainsi obtenus.

Le tableau ci-après rend compte de certains des résultats obtenus.

Il ressort de l'ensemble de nos essais que *Corynebacterium pyogenes* se montre capable d'élaborer, lorsqu'il est cultivé en milieu à base de digestion papaïnique de viande de cheval ou en bouillon de viande ordinaire, une gélatinolysine; l'eau peptonée par contre ne se montre pas favorable à cette élaboration. L'addition de glucose ou de glucose et de sérum de cheval aux divers milieux utilisés nuit à la production de la gélatinolysine, alors qu'elle favorise l'élaboration de l'hémolysine. Nous avons aussi constaté, à maintes reprises, que lorsqu'une souche de *Corynebacterium pyogenes* donne un taux élevé de gélatinolysine, elle peut aussi donner un certain taux de fibrinolysine.

Souche.	Milieu de culture.	Temps de culture (j).	Gélatinolysine (unités).	Fibrinolysine (unités).
A 87	R. A. P.	7	+3 —5	—1
	R. A. P. + g	7	—1	—1
	R. A. P. + g + S	7	—1	—1
D	M	7	500	+3 —10
	M + g	7	—1	—1
	M + g + S	7	—1	—1
P	M	7	+50 —100	+1 —3
	M + g	7	—1	—1
	M + g + S	7	—1	—1
D	P	14	—1	—1
	P + g	14	—1	—1
	P + g + S	14	—1	—1
P 79	R. A. P.	11	+100 —300	+10 —15
	R. A. P. + g	11	+ 1 — 3	—1
	R. A. P. + g + S	11	+ 10 — 30	—1
P 77	R. A. P.	12	+ 50 —100	+3 —5
	R. A. P. + g	12	—1	—1
	R. A. P. + g + S	12	—1	—1

(1) *Voir*, à ce propos : R. Lowell, *J. Path. Bact.*, 45, 1937, p. 339; J. Verge et F. Senthille, *Recueil Médec. Vétér.*, 117, 1941, n° 9. On trouvera, dans ces importants Mémoires, un grand nombre de renseignements et de références bibliographiques ayant trait à *C. pyogenes*.

SÉROLOGIE. — *Mise en évidence par la fixation du complément de la réaction entre acide désoxyribonucléique et sérum de malades atteints de lupus érythémateux disséminé.* Note (*) de MM. **Maxime Seligmann** et **Félix Milgrom**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Les sérums de lupus érythémateux disséminé qui précipitent avec l'acide désoxyribonucléique (DNA) donnent aussi une réaction de fixation du complément positive avec ce corps. Ni la protamine, ni le lysozyme, mis en présence du DNA, ne fixent le complément. Ces faits plaident contre la nature histonique de cette substance sérique et font penser qu'il pourrait s'agir d'un anticorps anti-DNA.

L'un de nous a récemment montré l'existence de leucoprécipitines dans le sérum de malades atteints de lupus érythémateux disséminé (LED) en période évolutive (1) et a pu montrer que l'acide désoxyribonucléique (DNA) leucocytaire intervient dans cette réaction. Le sérum de ces malades contient une substance qui détermine une réaction de

précipitation avec des DNA de différentes origines; cette réaction a pu être mise en évidence par l'épreuve du disque (ring-test), par la technique d'Ouchterlony et en immunoélectrophorèse, mais sa nature immunologique doit être discutée ([2]). Polli et Celada ont également observé, en « ring-test », une réaction de précipitation entre le DNA et le sérum de deux malades atteints de LED ([3]). Il est probable que c'est la même substance sérique qui a été décelée par Miescher au cours des expériences qu'il a récemment effectuées avec la technique de l'hémagglutination passive ([4]); des expériences similaires sont actuellement entreprises dans notre laboratoire.

1° Nous avons étudié la réaction entre DNA et sérum de LED par la fixation du complément avec une technique analogue à celle antérieurement employée par l'un de nous pour la recherche d'anticorps anti-leucocytaires ([5]). Le volume utilisé pour chacun des cinq éléments de la réaction (sérums à étudier, DNA, complément, hématies de mouton, hémolysine) a été de 0,25 ml. Les hématies de mouton, lavées, étaient en suspension à 5 %. La concentration optima du complément de cobaye (complément lyophilisé de l'Institut Pasteur) a été estimée par titration préalable; pour la plupart des expériences, elle a été de 1/24e. Le sérum hémolytique a été utilisé en excès. Le DNA employé avait été isolé à partir du thymus de veau et nous avait été donné par M. Barbu. Toutes les réactions ont été effectuées avec cinq concentrations différentes de ce DNA dilué en milieu isotonique : 16, 8, 4, 2 et 1 μg/ml. Ce DNA n'avait aucune activité anti-complémentaire pour des concentrations inférieures à 100 μg/ml. Les sérums ont été examinés, après inactivation par chauffage de 30 mn à 56° C, aux dilutions de 1/5e et 1/10e. Aucun de ces sérums n'avait d'activité anti-complémentaire à la dilution 1/5e La fixation a été effectuée pendant une heure à 37° C; l'incubation à 37° C aussi, pendant 10 à 20 mn, jusqu'à hémolyse totale dans les tubes de contrôle.

2° Nous avons examiné 20 sérums prélevés chez 15 malades atteints avec certitude de LED. On voit sur le tableau que la réaction a été positive pour 10 des 14 sérums prélevés lors d'une poussée aiguë de la maladie; des 4 sérums ayant donné une réaction négative, 3 avaient été conservés pendant plus de six mois à — 20° (n°s 14, 15 et 16), mais tel était aussi le cas pour certains des sérums dont la réaction était positive. La réaction a été négative pour les 6 sérums provenant de malades en amélioration ou en rémission. Pour 2 malades, le sérum a été examiné à plusieurs reprises au cours de l'évolution (n°s 6 à 9 et 10 à 12) et les résultats observés concordaient avec l'état du malade.

Les 10 sérums positifs donnaient une réaction fortement positive à la dilution 1/5e; pour 4 d'entre eux la réaction était encore positive à la dilution 1/10e. Nous avons observé à plusieurs reprises que les réactions étaient plus fortement positives avec le DNA très dilué (4,2 et 1 μg/ml)

qu'avec le DNA plus concentré (8 ou 16 μg/ml). L'inverse n'a jamais été constaté. Ce phénomène de zone n'est pas dû à un simple « excès d'antigène » : le DNA, à des concentrations supérieures à 10 μg/ml, a une action « protectrice » qui abaisse la consommation du complément, non seulement dans la réaction étudiée, mais aussi quand on titre le pouvoir anti-complémentaire de sérums normaux longtemps conservés ou contaminés.

Réactions entre DNA et sérums de LED.

Sérums n°.	Stade évolutif.	Préci-pitation.	Fixation du complément.	Sérums n°.	Stade évolutif.	Préci-pitation.	Fixation du complément.
1.....	P	+	+	10.....	P	+	+
2.....	P	+	+	11.....	P	+	+
3.....	P	+	+	12.....	A	—	—
4.....	P	+	+	13.....	P	—	—
5.....	P	+	+	14.....	P	— (*)	—
6.....	P	+	+	15.....	P	— (*)	—
7.....	A	—	—	16.....	P	— (*)	—
8.....	R	+	+	17 à 20.	A	—	—
9.....	R	+	+				

P, poussée aiguë; A, amélioration ou rémission; R, rechute.

(*) Réaction de précipitation antérieurement positive à plusieurs reprises, devenue négative après conservation des sérums.

3° Plusieurs sérums normaux, fraîchement prélevés ou conservés, et 30 sérums de malades atteints d'hémopathies diverses (leucémies, en particulier) ont été étudiés dans les mêmes conditions que les sérums de LED et ont donné des réactions négatives.

4° Pour les 20 sérums de LED examinés, nous avons observé une nette corrélation (tableau I) entre les résultats des réactions de précipitation et ceux de la réaction de fixation du complément; les sérums ont été étudiés le même jour par les deux méthodes. Il est donc très vraisemblable que c'est la même substance sérique qui est décelée par les deux techniques.

5° Nous avons pratiqué la réaction de fixation du complément avec le DNA en utilisant, à la place du sérum, une solution soit de sulfate de protamine (Choay), soit de lysozyme (Armour). La protamine, qui a un pouvoir anti-complémentaire à des concentrations supérieures, a été étudiée à diverses dilutions échelonnées entre 150 et 1 μg/ml. Le lysozyme qui n'a aucune action anti-complémentaire a pu être étudié à des concentrations allant de 10 000 à 3 μg/ml. Pour ces expériences, le DNA a été utilisé à des dilutions progressives de 50 à 0,2 μg/ml. Aucune réaction positive n'a été constatée.

Dans une publication antérieure [2], l'un de nous a discuté la nature de la substance du sérum de LED qui réagit avec le DNA et a apporté

quelques arguments contre l'hypothèse d'une histone. Les expériences que nous rapportons fournissent de nouveaux éléments contre cette hypothèse et permettraient plus volontiers de supposer qu'il s'agit d'un anticorps anti-DNA. Encore faut-il rappeler que cette substance réagit avec des DNA d'origines très variées, animales et bactériennes.

6° Les 10 sérums de LED qui réagissent avec le DNA donnent aussi une réaction de fixation du complément positive si l'on utilise comme antigène les extraits leucocytaires contenant le DNA. Mais, dans ce dernier cas, outre la réaction avec le DNA, peuvent intervenir des réactions avec d'autres antigènes leucocytaires, puisque tel est le cas pour certains sérums de LED étudiés avec les techniques de précipitation (2). L'analyse des différents anticorps anti-leucocytaire au cours du LED mérite d'être poursuivie.

Les rapports entre la substance réagissant avec le DNA et le phénomène LE ne sont pas encore élucidés et font l'objet de nouvelles recherches. Mais les réactions avec le DNA pourraient déjà constituer une utile épreuve de diagnostic (6).

(*) Séance du 14 octobre 1957.

(1) M. Seligmann, *Vox Sanguinis*, 2, 1957, p. 270.

(2) M. Seligmann, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 243.

(3) E. Polli et F. Celada, Communication personnelle.

(4) P. Miescher, *Vox Sanguinis*, 2, 1957, p. 283.

(5) F. Milgrom, M. Palester, G. Wozmczo et Z. Dudziak, *Vox Sanguinis*, 2, 1957, p. 263.

(6) Ce travail étant terminé, nous avons reçu une lettre de M. Kunkel qui a récemment constaté des réactions positives entre DNA et sérum de LED par la technique de fixation du complément.

(*Service de Chimie microbienne, Institut Pasteur, Paris.*)

A 15 h 30 l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 15 h 55 m.

L. B.

ERRATA.

(*Comptes rendus* du 30 septembre 1957.)

Note présentée le 23 septembre 1957, de M. *Jacques Launey*, Effet Hall et magnétorésistance des lames minces d'antimoniure d'indium :

Page 1122, figure 1, en ordonnées, *au lieu de* Tension hV, *lire* Tension mV ; figure 2, en abscisses, *au lieu de* $\frac{1}{\text{épaisseur (Å)}}$, *lire* $\frac{10^2}{\text{épaisseur (Å)}}$.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de septembre 1957.

The experimental control of plant growth, with special reference to the Earhart plant research laboratory at the California Institute of technology, by Frits W. Went, with contributions by W. C. Ashby, L. T. Evans, A. W. Galston, H. Hellmers and Wm. M. Hiesey. Waltham, Mass., Chronica Botanica Company, 1957; 1 vol. 23,5 cm.

La dynamique relativiste et ses applications, in *Études relativistes*. Fascicule I, *Dynamique du point lentement accéléré. Application aux phénomènes d'interaction entre charges électriques (électromagnétisme relativiste)* par Henri Arzeliès. Paris, Gauthier-Villars, 1957; 1 fasc. 25,5 cm.

Tables trigonométriques contenant les valeurs naturelles des sinus et des cosinus de centigrade en centigrade du quadrant avec dix décimales, par Clovis Faucher. Paris, Gauthier-Villars, 1957; 1 fasc. 27 cm.

Accademia Nazionale dei Lincei. *I modelli nella Tecnica*. Atti del convegno di Venezia 1-4 ottobre 1955. Vol. I et II. Roma, 1956; 2 vol. 27 cm.

Université de Paris. Les Conférences du Palais de la Découverte. Série A, nº 228 : *Le proche avenir de la sélection végétale*, par Roger de Vilmorin; nº 229 : *L'étude de l'atmosphère à l'âge atomique*, par Hubert Garrigue. Série D, nº 49 : *Structure de la médecine chinoise*, par Pierre Huard. Paris, 1957; 3 fasc. 18,5 cm.

Arbeitsgemeinschaft für Forschung des Landes Nordrhein-Westfalen, herausgegeben von L. Brandt; 5 et 7 Folge (1952-1954) et 4 *a* et 6 Folge (1953-1954). Köln und Opladen, Westdeutscher Verlag; 4 vol. 23,5 cm.

Ingeniörsvetenskapsakademien. Leadamotsförteckning. Stockholm, 1955; 1 fasc. 14,5 cm (présenté par M. Albert Portevin).

Revista latinoamericana de anatomia Patologica. Organo de la sociedad latinoamericana de anatomia-patologica. Vol. I, nº 1, Caracas, 1957; 1 vol. 22,5 cm.

Ministerio de Agricultura de Columbia, Oficina de investigaciones especiales. Nº 1 *Cómo Aumentar la Producción de maíz en Colombia*, par V. J. Grant, Ricardo Ramirez, Roberto Astrálaga, Climaco Cassalett et Manuel Torregroza. Bogota, 1957; 1 fasc. 23 cm.

The gravity field and the structure of the earth's crust in Georgia, par B. K. Balavadze. Tiflis, 1957; 1 vol. 26 cm (en langue russe).

Université de Liège. *Contribution à l'étude analytique et biochimique des œstrogènes naturels*, par C. Heusghem (Thèse). Liège, Georges Thone, 1956; 1 vol. 24 cm.

Bosquejo geologico petrografico de la Region del Cerro Bayo y Sus alrededores, par JULIO C. REYES. San Isidro (Bolivie), 1956; 1 fasc. 23 cm.

Direction fédérale des mines et de la géologie de l'Afrique occidentale française. *Cartes géologiques de l'A. O. F.* au 2 000 000e. *Notices explicatives* de la feuille n° 2; *Côte d'Ivoire-Togo-Dahomey* et de la feuille n° 7, *Mauritanie*. Dakar, 1957; 2 fasc. 27 cm.

Annales de l'Institut Océanographique publiées sous la direction de LOUIS FAGE. Tome XXXIII, fasc. 4. *Étude expérimentale de la production de carbonates par les bactéries des vases de la baie de Villefranche-sur-Mer*, par CLAUDE LALOU. Paris, Masson et Cie, 1957; 1 fasc. 28 cm.

Introduction à la physique nucléaire, par DAVID HALLIDAY. Préface de LOUIS LEPRINCE-RINGUET, traduit de l'américain par R. BARJON. Paris, Dunod, 1957; 1 vol. 25 cm (présenté par M. L. LEPRINCE-RINGUET).

Rendiconti accademia Nazionale dei XL. Série IV, vol. VI et VII. Roma, 1955-1956; 1 vol. 32 cm (présenté par M. R. COURRIER).

Smithsonian contributions to Astrophysics. Vol. I, n° 1, *New horizons in Astronomy*. Vol. II, n° 1, *Notes on the Solar corona and the Terrestrial ionosphère*, par SYDNEY CHAPMAN with a supplementary note by HAROLD ZIRIN, Washington, Smithsonian Institution Astrophysical Observatory, 1956 et 1957; 2 fasc. 26 cm.

Enseignement supérieur et recherches scientifiques aux Pays-Bas. *Bulletin de la Fondation des Universités néerlandaises pour la coopération internationale*. Vol. I, nos 1 et 2. La Haye, 1957; 2 fasc. 24 cm.

Documentation mathématique. Textes publiés sous la direction de PAUL BELGODÈRE. *Inventaire collectif des périodiques mathématiques*. Fasc. 36, n° 1, *Conventions, notations et répertoire par mots-types*. Fasc. 37, n° 2, *Catalogue alphabétique par titres donnant l'état des collections de 13 bibliothèques parisiennes*, relevé par JEAN PELTIER. Paris, 1957; 2 fasc. multicopiés 27 cm.

Société française de métallurgie. *Journées d'automne 7-12 octobre* 1957. *Avant-programme et résumés des communications*. Paris, 1957; 1 fasc. 21 cm.

5° *Convegno internazionale delle comunicazioni* 7-13 ottobre 1957. Genève, 1957; 1 fasc. 21 cm.

Centre National de la Recherche Scientifique, Contributions de l'Institut d'Astrophysique de Paris. Série A, n° 219, *L'interprétation de certaines particularités spectrales des variables de type SS Cygni par un modèle d'étoile double*, par MARIE-CLAIRE ZUCKERMANN; n° 222, *Observations de la luminescence atmosphérique nocturne de la raie rouge de l'oxygène*; n° 224, *Interprétation de la luminescence nocturne de la raie rouge de l'oxygène*, par DANIEL BARBIER; n° 225, *Sur l'existence de variations lentes et de faible amplitude de la couleur apparente des étoiles, présentant certaines analogies avec la scintillation chromatique*, par PIERRE GUÉRIN. Extraits des *Comptes rendus des séances de l'Académie des sciences*, Paris, 1956-1957; 4 fasc. 24 cm.

Id. Série A, n° 220, *Les étoiles non stables* (le colloque de Burakan), par EVRY SCHATZMAN, extrait de l'*Astronomie* 1956. N° 221, *Étalon de faible luminance pour l'étude de la lumière du ciel nocturne*, par DANIEL BARBIER et PIERRE LÉVÊQUE. Extrait de la *Revue d'Optique*, 1957; 2 fasc. 24 cm.

Ultrastructure of nuclear membrane of plant cells, par D. N. DE. Extrait de *Experimental Cell Research*. 1956; 1 tiré à part, 24 cm.

Lichtelektrische Beobachtungen des Spektrumveränderlichen 21 *Comae*, par K. BAHNER et L. MAWRIDIS. Extrait de *Zeitschrift für Astrophysik*, Band 41, S. 254-258, 1957; 1 tiré à part, 23 cm.

The problem of Stellar Temperatures, par H. KIENLE. Extrait de *Vistas in Astronomy*, vol. 2. New-York, 1956; 1 tiré à part 24,5 cm.

Nucleocytoplasmic Relations in Drosophila, par HELEN GAY. Extrait de *Cold spring harbor Symposia on quantitative biology*, vol. 21, 1956; 1 tiré à part 27 cm.

Der Xenon-Hochdruckbogen als Standartstrahler, par TH. HELLER. Extrait de *Zeitschrift für Astrophysik*, Band 38, S. 55-68, 1955; 1 tiré à part 23 cm.

Extraits de *Astronomische Nachrichten*, Band 282, Heft 2, *Bemerkungen über die photographische Bestimmung des Ortes eines Objekts mit zwei Anhaltsternen*. Band 283, Heft 1, *Eigenbewegungen von* 99 *Sternen in der Umgebung von* 17 *Comae*, par ARTHUR KÖNIG; 2 tirés à part 29,5 cm.

Bemerkungen über die Bestimmung der Lichtablenkung im Schwerefeld der Sonne, par ARTHUR KONIG. Extrait de *Zeitschrift für Astrophysik*, Band 42, S. 87-89, 1957; 1 tiré à part 23 cm.

A portrait of the Chromosome, par BERWIND P. KAUFMANN. Extrait de *Bios*, vol. 28, n° 1, 1957; 1 tiré à part 23 cm.

Production of mitotic abnormalities by ethylene-diaminetetraacetic acid, par MARGARET R. MC DONALD et BERWIND P. KAUFMANN. Extrait de *Experimental Cell Research* 12, 1957; 1 tiré à part 23,5 cm.

The Biological Laboratory, Cold Spring Harbor, par M. DEMEREC. Extrait de *AIBS Bulletin*, 1957; 1 tiré à part 28 cm.

Bacterial genetics, par M. DEMEREC, H. MOSER, R. C. CLOWES, E. L. LAHR, H. OZEKI and W. VIELMETTER. Extrait de *Carnegie Institution of Washington Year Book*, n° 55, 1955-1956; 1 tiré à part 25 cm.

A comparative Study of certain Gene Loci in Salmonella, par M. DEMEREC. *Organization of the Chromosome*, par BERWIND P. KAUFMANN and MARGARET R. MC DONALD. Extraits de *Cold Spring Harbor Symposia on quantitative Biology*, vol. 21, 1956; 2 tirés à part 27 cm.

Organization of cellular materials, par B. P. KAUFMANN, MARGARET R. MC DONALD, H. GAY, K. E. FUSCALDO, D. N. DE and M. J. MC ELDERRY. Extrait de *Carnegie Institution of Washington Year Book*, n° 55, 1956; 1 tiré à part 25 cm.

Extraits de *Proceedings of the national Academy of Science*. Vol. 43, n° 2, 1957 : *Contributions to the theory of the continuous bacterial growth apparatus*. I. *Kinetics of growth of homogeneous populations*, par H. MOSER. Vol. 43, n° 3, 1957 : *The nature of the changes effected in chromosomal materials by the chelating agent edta* par, BERWIND P. KAUFMANN and MARGARET R. MC DONALD. Vol. 43, n° 3, 1957. *Effect of Ribonuclease on crossing over in drosophila*, par BERWIND P. KAUFMANN, HELEN GAY et MARY J. MC ELDERRY. Washington; 3 tirés à part 25 cm.

La Théorie harmonique. Tome III, *Psychologie*, par ANDRÉ LAMOUCHE. Paris, Gauthier-Villars, 1957; 1 vol. 24 cm.

Ministère de la France d'Outre-Mer. Inspection générale des mines et de la géologie. *Centre géologique. Notes et travaux*, n° 1. Paris, 1957; 1 vol. 27 cm.

Göteborgs Kungl. Vetenskaps-och Vitterhets-Samhälle. Reports of the Swedish deep-sea expedition 1947-1948. Vol. I, *The Ship, its Equipment, and the voyage*. Vol. II, fasc. 3, *Zoology*. Vol. VI, fasc. 3, *Sediment Cores from the West Pacific*. Vol. IX, fasc. 1, *Sediment Cores from the Indian Ocean*. Göteborg, 1957; 4 fasc., 29,5 cm.

Conséquences physiques et géographiques de l'activité solaire, par M. C. EIGENSON, 1957; 1 vol. 26,5 cm (en langue russe).

Acclimation des plantes, tome IV. Kheb, 1957; 1 vol 23 cm (en langue russe).

Ceskoslovenska Akademie věd. *Studia geophysica et geodaetica*. I. Ročniki, 1957; 1 vol. 24 cm.

Collection de logique mathématique. Série A. XIII. *Initiation à la logique*, par le R. P. DUBARLE. Paris, Gauthier-Villars et Louvain, E. Nauwelaerts, 1957; 1 fasc. 25 cm.

Problèmes stochastiques posés par le phénomène de formation d'une queue d'attente à un guichet et par des phénomènes apparents, par FÉLIX POLLACZEK, in *Mémorial des sciences mathématiques*, fasc. CXXXVI. Paris, Gauthier-Villars, 1957; 1 fasc. 24 cm.

Annales de l'Institut Henri Poincaré. Vol. XV, fasc. III : *Les équations du mouvement en théorie unitaire d'Einstein-Schrödinger. Les ondes gravitationnelles en relativité générale. La formation des nébuleuses en cosmologie relativiste*, par WILLIAM BOWEN BONNOR. *Le problème du mouvement dans la relativité générale et dans la théorie du champ unifié d'Einstein*, par M. A. PAPAPETROU. *La géométrie de Finsler et les théories du champ unifié*, par G. STEPHENSON. Paris, Institut Henri Poincaré et Gauthier-Villars, 1957; 1 fasc. 27 cm.

Le cours de pharmacie de Rouelle, par P. LEMAY, in *Revue d'histoire de la pharmacie*, n° 152. Paris, 1957; 1 fasc. 22,5 cm.

L'*aspect moderne des mathématiques*, par LUCIENNE FÉLIX, avec Préface et Commentaires de GEORGES BOULIGAND. Paris, Librairie scientifique Albert Blanchard, 1957; 1 vol. 23 cm.

Traité des substitutions et des équations algébriques, par CAMILLE JORDAN. Nouveau tirage. Paris, Gauthier-Villars et Librairie scientifique et technique Albert Blanchard, 1957; 1 vol. 28 cm.



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 28 OCTOBRE 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

Notice sur IRWING LANGMUIR (1881-1957),
Correspondant pour les Divisions des Académiciens libres
et des applications de la Science à l'Industrie,
par M. **HIPPOLYTE PARODI.**

IRWING LANGMUIR est né à Brooklyn (N. Y.) le 31 janvier 1881. Après avoir reçu une instruction élémentaire dans les écoles publiques américaines, il vint en France avec ses parents et y demeura trois ans. Retourné aux États-Unis il suivit les cours du Pratt Institute à Brooklyn, puis ceux de l'École des Mines de l'Université de Colombia où il obtint le diplôme d'Ingénieur métallurgiste. Revenu en Europe, il travailla à l'Université allemande de Göttingen où, en 1906, il acquit le grade de Docteur.

Jusqu'en 1909 il enseigna la Chimie au Stevens Institute of technology et il entra alors au laboratoire de recherche de la « General Electric Company » et c'est là qu'il travailla jusqu'à sa mort, le 16 août 1957.

Les travaux effectués par Irwing Langmuir sont extrêmement nombreux et ils ont été poursuivis dans des domaines très variés; tous portent la marque d'un esprit scientifique profond hanté par la vision des applications industrielles possibles. Le prix Nobel de Chimie qui lui a été décerné en 1932 pour ses recherches sur les couches de surface a couronné une œuvre essentiellement scientifique bien qu'orientée vers les applications pratiques.

Irwing Langmuir a donné un essor puissant à la technique du vide et à celle des lampes à atmosphère gazeuse rénovant la construction non seulement des lampes à incandescence de toutes natures, mais encore des redresseurs de tous types. La pompe à diffusion de Langmuir est devenue un des éléments essentiels des redresseurs à vapeur de mercure. Ces recherches ont eu beaucoup d'applications dans des domaines très divers; elles ont, notamment, rendu possible la construction des projecteurs portatifs de cinéma.

La soudure à l'hydrogène atomique est une des plus curieuses inventions

de Langmuir : elle a permis de souder l'aluminium, le chrome et beaucoup d'autres métaux qui étaient brûlés systématiquement par les procédés essayés auparavant.

Pendant la première et la seconde guerre mondiale il a travaillé pour l'armée américaine. Pendant la guerre 1914-1918 il a, en collaboration avec William D. Coolidge, mis au point des détecteurs extrêmement sensibles qui ont été utilisés pour l'écoute sous-marine. Pendant la guerre 1939-1945 il collabora avec le Docteur Vincent J. Schaefer à la mise au point d'une nouvelle technique de production d'écrans de fumée extrêmement denses permettant de rendre invisibles d'importants mouvements de troupes.

En étudiant les films d'huile formés à la surface de l'eau, Irwing Langmuir a donné une vive impulsion à une nouvelle branche de la Chimie, celle des couches de surface, dont l'importance est devenue considérable. Au cours de ces études Langmuir a trouvé des procédés optiques permettant de détecter des virus, des poisons et autres substances invisibles jusque là. Ces méthodes se sont révélées très efficaces en Biologie et en Toxicologie. Des études expérimentales poursuivies sur les protéines ont conduit à la mise au point de procédés maintenant utilisés couramment par les biochimistes et les biophysiciens.

Langmuir a poursuivi avec la collaboration des Drs Schaefer et Vonnegut des recherches effectuées à la demande des Services américains de la Marine et des Transmissions, sur les « précipitations » obtenues avec certains types de nuages. Il est possible de déclencher des chutes de neige ou de pluie de nuages à des températures inférieures à la température de congélation au moyen de glace sèche ou d'iodure d'argent. Une troisième méthode de production d'une réaction en chaîne de précipitation peut être réalisée par une injection d'eau ordinaire. Ces procédés auront un jour une importance capitale en agriculture quand on pourra effectuer un réglage artificiel du temps.

L'American Chemical Society a attribué deux fois à Langmuir la médaille Nichols, une première fois en 1915 pour ses études sur les réactions atomiques à basse pression et une seconde fois en 1920 pour ses travaux sur les structures atomiques.

La Royal Society de Londres lui décerna la médaille Hughes en 1918 pour ses recherches en Physique moléculaire.

Il reçut de nombreux prix ou médailles de diverses sociétés savantes américaines, italiennes, anglaises et françaises avant que notre Compagnie l'admit dans son sein en 1956.

L'Académie des Sciences de Suède en lui décernant le prix Nobel de Chimie en 1932 a rendu un hommage mérité à un savant qui donna un développement particulièrement important à la Physique de surface.

ÉQUATIONS AUX DÉRIVÉES PARTIELLES. — *Uniformisation de la solution du problème linéaire analytique de Cauchy près de la variété qui porte les données de Cauchy.* Note (*) de M. **Jean Leray**.

La solution $u(x)$ du problème de Cauchy est étudiée près de la variété S qui porte les données de Cauchy, quand celle-ci est caractéristique en certains de ses points : $u(x)$ est la projection d'une fonction holomorphe; $u(x)$ se ramifie sur la caractéristique tangente à S; $u(x)$ est algébroïde, sauf dans des cas exceptionnels.

1. Notations. — Soit X une variété analytique complexe, de dimension complexe l; x désigne un de ses points, dont les coordonnées locales sont notées $(x_1, \ldots, x_l)$. Soit $a(x, \partial/\partial x)$ un opérateur différentiel holomorphe d'ordre m :

$$a\left(x, \frac{\partial}{\partial x}\right) = \sum_{j_1+\ldots j_l = j \leq m} a_{j_1\ldots j_l}(x) \frac{\partial^j}{\partial x_1^{j_1}\ldots\partial x_l^{j_l}},$$

les $a_{j_1\ldots j_l}(x)$ étant des fonctions holomorphes, à valeurs numériques complexes. Soit S une sous-variété analytique complexe de X, régulière, de dimension complexe $l-1$: localement S a pour équation

$$S: \quad s(x) = 0,$$

$s(x)$ étant une fonction holomorphe, à valeurs numériques complexes, telle que $s_x \neq 0$;

$$s_x = \frac{\partial s}{\partial x}$$

désigne le covecteur, ou vecteur covariant, de composantes

$$s_{x_1} = \frac{\partial s}{\partial x_1}, \quad \ldots, \quad s_{x_l} = \frac{\partial s}{\partial_{x_l}}.$$

On suppose que S n'est pas une variété caractéristique de $a(x, \partial/\partial x)$. Soit $b(x, \partial/\partial x)$ un opérateur différentiel d'ordre 1, holomorphe près de S et pour lequel S n'est caractéristique en aucun de ses points. Soient $v(x)$ et $w_j(x)$ des fonctions, à valeurs numériques complexes, respectivement holomorphes sur X et sur S; $j = 0, \ldots, m-1$.

Le problème de Cauchy s'énonce

$$(1) \quad \begin{cases} a\left(x, \dfrac{\partial}{\partial x}\right) u(x) = v(x); \\ u(x) = w_0(x), \quad b\left(x, \dfrac{\partial}{\partial x}\right) u(x) = w_1(x), \quad \ldots, \\ \left[b\left(x, \dfrac{\partial}{\partial x}\right)\right]^{m-1} u(x) = w_{m-1}(x) \quad \text{sur S.} \end{cases}$$

Son inconnue $u(x)$, est une fonction à valeurs numériques complexes,

holomorphe près des points non caractéristiques de S ; nous nous proposons d'étudier, près de S, son prolongement analytique.

2. RAPPEL DES ÉQUATIONS DES CARACTÉRISTIQUES ET BICARACTÉRISTIQUES DE L'OPÉRATEUR $a(x, \partial/\partial x)$. — Un élément de contact d'ordre 1 de X a les coordonnées homogènes (x, p) : p est un covecteur d'origine x, défini au produit près par un nombre complexe. La variété S, d'équation $s(x) = 0$, possède l'élément de contact (x, p) si

$$s(x) = 0, \qquad p \text{ est parallèle à } s_x.$$

Un vecteur dx d'origine x appartient à cet élément de contact si

$$p.dx = 0,$$
$$p.dx = p_1\, dx_1 + \ldots + p_l\, dx_l$$

désignant le produit scalaire d'un vecteur dx et d'un covecteur p. Notons $h(x, p)$ le polynome en p, homogène de degré m

$$(2) \qquad h(x, p) = \sum_{j_1+\ldots+j_l=m} a_{j_1\ldots j_l}(x) p_1^{j_1}\ldots p_l^{j_l};$$

l'élément de contact (x, p) est dit caractéristique pour $a(x, \partial/\partial x)$ si $h(x, p) = 0$. Un point x de S est dit caractéristique si l'élément de contact de S en x est caractéristique, c'est-à-dire si

$$(3) \qquad h(x, s_x) = 0.$$

S est dite *variété caractéristique* si tous ses éléments de contact sont caractéristiques, c'est-à-dire si $s(x) = 0$ implique (3).

Les bandes caractéristiques de l'équation du premier ordre (3) des variétés caractéristiques sont nommées bandes bicaractéristiques : *une bande bicaractéristique* est une famille à un paramètre, t, d'éléments de contact ayant des coordonnées $[x(t), p(t)]$ qui vérifient le système différentiel :

$$(4) \qquad dx_j = h_{p_j}(x, p)\, dt, \qquad dp_j = -h_{x_j}(x, p)\, dt, \qquad h(x, p) = 0$$

dont l'une des équations différentielles est superflue. Le lieu de $x(t)$ est nommé *courbe bicaractéristique*. La direction $h_p(x, p)$ associée par (4) à l'élément de contact caractéristique (x, p) s'appelle direction bicaractéristique de cet élément; elle lui appartient.

On sait comment les bandes bicaractéristiques engendrent les caractéristiques. En particulier : les bicaractéristiques issues d'un point donné x constituent une caractéristique ; c'est *le conoïde caractéristique de sommet* x ; les bicaractéristiques issues des éléments de contact caractéristique de S constituent *la caractéristique* K *tangente à* S.

3. LES VOISINAGES DE S AU-DESSUS DE X. — *Définition*. — Un *voisinage* de S *au-dessus* de X est constitué par

1° une variété analytique complexe, de dimension l ; on la note Φ ;

2° une sous-variété analytique complexe régulière de Φ, ayant la dimension $l-1$; on la note Σ;

3° une application de Φ dans X, appelée projection, notée $x(\varphi)$ et ayant les propriétés suivantes :

$x(\varphi)$ est holomorphe;

la restriction de $x(\varphi)$ à Σ est une homéomorphie analytique de Σ sur S ;

le déterminant fonctionnel $D(x)/D(\varphi)$ diffère de zéro en certains points de Σ.

Si ce déterminant s'annule, c'est donc sur un ensemble analytique Δ distinct de Σ; la projection de Δ sur X est notée $x(\Delta)$.

Nous *identifions* S à Σ, $\varphi \in \Sigma$ à $x(\varphi) \in S$ et nous disons que Φ est ramifié au-dessus de $x(\Delta)$.

Soit Φ' un second voisinage de S au-dessus de X; il est évident qu'il existe au plus une homéomorphie analytique de Φ et Φ' qui applique S sur elle-même et vérifie : $x(\varphi) = x(\varphi')$; si elle existe, nous convenons qu'elle *identifie* Φ et Φ'.

Définition. — Si Φ' est un voisinage de S dans Φ et si nous choisissons pour projection de Φ' dans X la restriction à Φ' de celle de Φ, alors nous disons que le voisinage caractéristique Φ' appartient à Φ et nous écrivons

$$\Phi' \subset \Phi.$$

Définition. — Étant donnée une fonction $u[\varphi]$, nous nommons *projection* de $u[\varphi]$ la fonction $u(x)$, en général multiforme, qui résulte de l'élimination de φ entre $u[\varphi]$ et $x(\varphi)$. Nous disons *$u(x)$ holomorphe sur Φ* quand $u(x)$ est la projection d'une fonction $u[\varphi]$ holomorphe sur Φ.

4. Les voisinages caractéristiques de S. — Soit $g(x, p)$ une fonction, à valeurs numériques complexes, vérifiant les conditions suivantes :

1° $g(x, p)$ est, par rapport à p, homogène de degré 1 ;

2° $g(x, p)/h(x, p)$ est holomorphe près de chaque élément de contact de S et ne s'annule en aucun d'eux.

Par exemple on choisit $b(x, \partial/x)$ homogène en $\partial/\partial x$, puis

$$g(x, p) = h(x, p)\,[b(x, p)]^{1-m}.$$

Soit t un paramètre numérique complexe ; le système différentiel ordinaire

$$(5) \qquad dx_j = g_{p_j}(x, p)\,dt, \qquad dp_j = -g_{x_j}(x, p)\,dt$$

admet l'*intégrale première* $g(x, p)$ et *la forme différentielle invariante* $p.dx - g\,dt$; ses solutions vérifiant $g(x, p) = 0$ s'identifient aux *bicaractéristiques* (4), en changeant le choix du paramètre t.

Notons $x(t, y), p(t, y)$ la solution de (5) issue de l'élément de contact (y, s_y) de S. Modifier le choix de l'équation locale $s(y) = 0$ de S a pour seul effet de multiplier $p(t, y)$ par une fonction de y; $x(t, y)$ n'est pas altéré; $x(t, y)$ est

donc défini et holomorphe pour

(6) $$y \in S, \quad |t| < \rho(y),$$

$\rho(y)$ étant une fonction positive, continue de y.

Notons φ tout couple (t, y) vérifiant (6) et Φ l'ensemble des φ : Φ est une variété analytique complexe, que $x(\varphi) = x(t, y)$ projette sur X, en appliquant identiquement S sur lui-même; $D(x)/D(\varphi) \neq 0$ en les points non caractéristiques de S. Donc Φ est un voisinage de S *au-dessus* de X; un tel voisinage sera nommé *voisinage caractéristique* de S.

5. Uniformisation de la solution du problème de Cauchy. — On peut *uniformiser* $u(x)$ comme suit :

Théorème 1. — *La solution* $u(x)$ *du problème de Cauchy* (1) *est holomorphe sur un voisinage caractéristique* Φ *de* S. *Ce voisinage* Φ *ne dépend que de* X, S *et h.*

Le théorème suivant justifie la dénomination « *voisinage caractéristique* » en prouvant qu'un tel voisinage *est ramifié au-dessus de la caractéristique* K *tangente à* S :

Théorème 2. — *Soit* Φ *un voisinage caractéristique de* S. *Près de* S, *la partie de* Φ *où* $D(x)/D(\varphi) = 0$ *est l'ensemble* Δ *des points* $\varphi = (t, y)$ *tels que* y *soit point caractéristique de* S. *Fibrons* Δ *par les fibres*

$$|t| < \rho(y), \qquad y = \text{const.};$$

chacune de ces fibres se projette dans une bicaractéristique tangente à S; Δ *se projette donc dans la caractéristique* K *tangente à* S.

Bien que S ait plusieurs voisinages caractéristiques, le théorème 1 *n'est pas ambigu*, vu le

Théorème 3. — *Soient* Φ *et* Φ' *deux voisinages caractéristiques de* S; *il en existe un troisième* Φ'' *tel que*

$$\Phi'' \subset \Phi, \qquad \Phi'' \subset \Phi'.$$

Chaque fibre de Δ'' *appartient à une fibre de* Δ *et à une fibre de* Δ';

$$\Delta'' \subset \Delta, \qquad \Delta'' \subset \Delta'.$$

6. Caractère algébroïde de $u(x)$ en les points ordinaires de S. — Il est facile de voir que la projection d'un voisinage caractéristique de S peut ne pas être un voisinage de S, que $x(\varphi)$ peut avoir une infinité d'inverses. Mais le théorème que voici montre que de telles singularités sont exceptionnelles.

Nommons *exceptionnels* des points x de S tels que *le conoïde caractéristique de sommet* x *touche* S *le long d'une courbe passant par* x; plus précisément le point x de S est exceptionnel quand il possède un élément de contact $[x, p(t)]$, fonction holomorphe de t, tel que S possède l'élément de contact de paramètre t de la bicaractéristique issue de $[x, p(t)]$; t est voisin de o. En général,

S n'a pas de point exceptionnel; nous nommons *ordinaires* les points de S non exceptionnels :

THÉORÈME 4. — *Remplaçons* X *par un voisinage suffisamment petit d'un point ordinaire de* S. *Alors :*

1° K *est un ensemble analytique, de dimension complexe* $l-1$;

2° Φ *est un revêtement fini de* X, *ramifié au-dessus de* K;

3° *toute fonction* $u(x)$ *holomorphe sur* Φ *est algébroïde :* il existe un polynome en u, $P[u, x]$ tel que

$$P[u(x), x] = 1;$$

ses coefficients sont des fonctions holomorphes de x; son coefficient principal est 1; son degré, dit degré de ramification, est l'ordre de ce revêtement.

Les deux types les plus simples de points ordinaires, ceux par l'étude desquels débute la preuve de ces théorèmes, sont

1° les points non caractéristiques (¹) de S, où le degré de ramification est 1;

2° les points caractéristiques réguliers, où ce degré est 2.

7. LES POINTS CARACTÉRISTIQUES RÉGULIERS DE S. — Soit T l'ensemble des points caractéristiques de S. Un point *caractéristique* x de S est dit *régulier* quand *sa direction bicaractéristique* $h_p(x, s_x)$, qui appartient à S, *n'appartient pas à* T; c'est-à-dire : quand *la courbe bicaractéristique* issue de l'élément de contact (x, s_x) de S *n'est pas osculatrice à* S en x. On prouve le

THÉORÈME 5. — *Remplaçons* X *par un voisinage suffisamment petit d'un point caractéristique régulier de* S. *Alors :*

1° T *est une variété analytique régulière, de dimension* $l-2$;

2° K *est une variété analytique régulière, de dimension* $l-1$, *ayant avec* S, *le long de* T, *un contact d'ordre* 1 *exactement. On peut donc définir* K *par une équation*

$$k(x) = 0 \qquad (k_x \neq 0 \text{ sur K}).$$

3° *Un voisinage caractéristique de* S *est constitué par la variété* Φ *ayant, dans l'espace de coordonnées* $(x_0, x_1, \ldots, x_l)$ *l'équation*

$$\Phi: \quad x_0^2 = k(x), \qquad \text{où} \quad x = (x_1, \ldots, x_l);$$

la projection de $(x_0, x_1, \ldots, x_l) \in \Phi$ *est* $(x_1, \ldots, x_l) \in X$; Δ *est la variété régulière d'équations*

$$\Delta: \quad x_0 = k(x) = 0;$$

les points de Φ *se projetant sur* S *constituent deux variétés régulières, dont l'une* Σ *est celle qu'on identifie à* S.

4° *Une fonction* $u(x)$ *holomorphe sur* Φ *est une fonction à deux déterminations, du type*

$$u(x) = u_1(x) \pm \sqrt{k(x)}\, u_2(x),$$

$u_1(x)$ *et* $u_2(x)$ *étant holomorphes.*

(*) Séance du 30 septembre 1957.

(1) Ils furent étudiés par CAUCHY, Mme KOWALEWSKI, J. SCHAUDER, *Fund. math.*, 24, 1935, p. 229; I. PETROWSKY, *Recueil math.* (*Mat. Sbornik*), 2e série, 44, 1937, p. 840, dont nous précisons les conclusions, pour pouvoir effectuer le prolongement analytique qui donne le théorème 5.

M. **ELIAS MELIN**, Correspondant pour la Section de Botanique, fait hommage à l'Académie de divers tirages à part de ses travaux.

L'Ouvrage suivant est présenté par M. **RENÉ PERRIN** : *Introduction à l'étude des roches métamorphiques et des gîtes métallifères*, par PIERRE LAFFITTE.

DÉSIGNATIONS.

A la majorité des suffrages, MM. **GUSTAVE RIBAUD** et **RENÉ GARNIER**, pour la Division des sciences mathématiques et physiques ; **CHARLES JACOB** et **PAUL PASCAL**, pour celle des sciences chimiques et naturelles ; **PIERRE LEJAY** et **GASTON DUPOUY**, Membres non résidants, sont désignés pour former, sous la présidence de M. le Président de l'Académie, la Commission chargée de présenter une liste de candidats à la place de Membre non résidant vacante par la mort de M. *Luc Picart*.

Dans la Délégation française au **IXe CONGRÈS SCIENTIFIQUE DU PACIFIQUE** qui se tiendra à Bangkok, du 18 novembre au 9 décembre 1957, M. **PIERRE-PAUL GRASSÉ**, empêché, est remplacé par M. **JACQUES MILLOT** (1). D'autre part, sont adjoints à la délégation MM. **R. BENOIT**, **JEAN FELDMANN** et **RAOUL SERÈNE**.

CORRESPONDANCE.

M. le **SECRÉTAIRE PERPÉTUEL** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Arithmétique des lois de probabilités*, par DANIEL DUGUÉ ;

2° *The Physical and Chemical Basis of Inheritance*, by GEORGE W. BEADLE ;

3° *Investigations into the radioactive decay of some lead and thallium isotopes. Construction of a Mass Separator systematics of Energy Levels and multipole transitions*, by GÖRAN ANDERSSON. Thèse ;

---

(1) Séance du 21 octobre 1957.

4° *Studies on the flocculation reactions of serum proteins*, by PER LENNART ADNER. Thèse.

5° *The zonal theory of ore deposits*, by CHARLES F. PARK;

6° XX Congreso geologico internacional. *El sistema cambrico, su paleogeografia y el problema de su base*. Tomo I, Part. 1. *The Bukoban system of East Africa*, por A. M. QUENNELL;

7° *Sources of information on Geology and Mining in the Western States*, by W. B. BEATTY and LEE LANGAN (multicopié);

8° Centre d'études économiques. *Étude sommaire sur la diffusion de quelques périodiques documentaires français à l'étranger*, par JEAN HASSENFORDER (multicopié).

ALGÈBRE. — *Sur la notation de l'Algèbre tensorielle.*

Note (*) de M. **PAUL ANGLÈS D'AURIAC**, présentée par M. Henri Villat.

Nous exposons ici une notation nouvelle en algèbre et en analyse tensorielle. L'usage nous en a paru assez souple et assez commode comme instrument de découverte de relations qu'il serait peut-être plus difficile de justifier en notations classiques. Nous résumons ici l'essentiel de cette axiomatique; des applications à divers problèmes concrets montreront ensuite son utilité effective.

Dans l'écriture classique $A_{i,j,k\ldots}$ (où l'on ne précise pas les variances) A désigne un tenseur, vecteur de l'espace : produit tensoriel d'un certain nombre d'espaces facteurs. Ces derniers sont en même nombre que les indices et sont identifiés non par la lettre employée comme indice, mais par l'emplacement de cette lettre par rapport à A.

Nous nommons cet emplacement : valence. On définit une composante de A en donnant à chaque valence l'une des valeurs qu'elle peut prendre (1, 2, 3, ...) et qui sont en même nombre que le nombre des dimensions de l'espace facteur qu'elle représente.

Les lettres choisies comme indices n'ont de sens que par comparaison entre elles.

L'identité de deux indices signifie que les deux valences prennent la même valeur l'une que l'autre et la non-identité qu'elles prennent des valeurs indépendantes.

Exemple :

$$A_{ij}+A_{ji}=B_{ij} \qquad (B_{mn}\equiv B_{nm}). \tag{1}$$

Quand l'identité d'indice se rencontre dans une expression monôme, on convient, en outre, de faire la somme de toutes les composantes obtenues en donnant à l'indice commun toutes les valeurs possibles.

C'est la contraction.

Exemple :

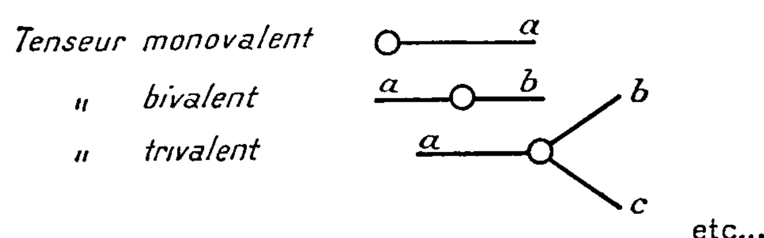
$$A_{ij}B_{jk} = C_{ik}. \tag{2}$$

On peut envisager une notation duale de la précédente dans laquelle on désigne par les lettres ce que la notation classique désigne par des emplacements (à savoir les valences) et par des emplacements ce que la notation classique désigne par des lettres (à savoir les indices).

Nous appelons cette nouvelle notation « valencielle » par opposition à l'autre, dite « indicielle ».

En notation valencielle, on peut se servir des lettres identifiant les valences d'un tenseur pour identifier le tenseur lui-même, à condition d'exprimer que les dites valences appartiennent au même tenseur. La lettre identifiant le tenseur devient alors inutile.

Parmi plusieurs notations valencielles possibles, nous considérons la suivante : Un tenseur se désigne par un ensemble de traits représentant chacun une valence et issus d'un même point ou cercle origine. Chaque trait de valence porte une lettre qui l'identifie.



Par emplacement du trait de valence, il faut entendre l'emplacement de son point terminal par rapport au cercle origine. De même que les lettres indicielles, ces emplacements n'ont de sens que par comparaison entre eux.

Dans la formule (1), si l'on appelle a et b les deux valences du tenseur A on écrira

a ○ b + b ○ a = c ○ c

La symétrie des valences de B est automatiquement exprimée par l'identité des lettres c. On démontre que deux valences symétriques d'une même troisième sont symétriques entre elles. On peut donc généraliser le procédé et employer la même lettre valencielle pour toutes les valences symétriques quel qu'en soit le nombre.

La formule (1 a) pourrait aussi bien s'écrire

○< a, b + ○< b, a = ○< c, c

et de bien d'autres façons; l'emplacement donné aux valences n'étant qu'un moyen de définir leur correspondance.

Dans une expression monôme, l'identité d'emplacement de valence se traduit par la jonction des deux traits et elle exprime la contraction grâce à la même convention (d'addition) que dans la notation indicielle.

La formule (2) s'écrit

a b c d = e f

La trace du tenseur bivalent

a b s'écrit a b

(*) Séance du 21 octobre 1957.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les champs de vecteurs définissant un groupe d'homéomorphismes d'une variété différentiable.* Note (*) de

Mme **Jacqueline Lelong-Ferrand**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

La donnée d'un champ de vecteurs ξ, sur une variété différentiable V^n, pose le problème fondamental suivant : quelle condition doit vérifier ce champ pour que la transformation infinitésimale associée $X = \xi^i \frac{\partial}{\partial x^i}$, corresponde à un groupe global (à un paramètre) d'homéomorphismes de V^n ? Nous en donnons ici une solution, sous des conditions de régularité très faibles.

1. Une fonction $f(x^1, \ldots, x^n)$, définie dans un ouvert de R^n est dite de classe C_1^k si elle est pourvue de dérivées Lipschitziennes d'ordre k. Une variété V^n, de dimension n, sera dite de classe C_1^k si les fonctions qui définissent les changements de coordonnées admissibles sont de classe C_1^k; et V^n sera dite « à bord régulier » si elle admet une fermeture $\overline{V}^n$ complète, obtenue par adjonction d'un ensemble ∂V^n (son bord), pouvant être défini localement par $x^n = 0$ dans un système de coordonnées admissibles.

Si V^n est une variété de classe C_1^1 à bord régulier, on peut, par le procédé classique de « doublement » de la variété, la prolonger en une variété complète (sans bord) de même classe. Tout homéomorphisme de $\overline{V}^n$ devant laisser son bord invariant, on obtient immédiatement le

Théorème 1. — *Pour qu'un champ de vecteurs ξ, de classe C_1^0 sur la fermeture $\overline{V}^n$ d'une variété de classe C_1^1 à bord régulier, détermine un groupe continu d'homéomorphismes, il est nécessaire que le champ ξ soit tangent à ∂V^n en tout point x tel que $\xi(x) \neq 0$.*

Si la variété V^n est finie, cette condition est suffisante.

La dernière proposition résulte des divers faits suivants :

a. Si V^n est finie, la variété double est compacte.

b. Si V^n est une variété de classe C_1^1 à bord régulier, tout champ de vecteurs ξ, de classe C_1^0 sur $\overline{V}^n$, et tangent au bord de V^n, se prolonge sur la variété double W^n en un champ de même classe.

c. Sur une variété compacte de classe C_1^1, tout champ de vecteurs ξ, de classe C_1^0, détermine un groupe global continu d'homéomorphismes.

Ces résultats nous permettent de nous ramener toujours au cas d'une variété complète (sans bord).

2. Soit V^n une variété complète de classe C_1^1, sur laquelle on a pu définir une fonction positive $r(x)$, de classe C_1^0, telle que $E_R = \{x;\ r(x) \leqq R\}$ soit compact quel que soit R (ce qui suppose V^n paracompacte). ξ étant un champ de vecteurs de classe C_1^0 sur V^n, nous appellerons « nombre dérivé de Lie », et désignerons par $Xr(x)$, l'une quelconque des valeurs d'adhérence, au point $\varepsilon = 0$, du rapport

$$\frac{1}{\varepsilon}[r(x^1 + \varepsilon\xi^1, \ldots, x^n + \varepsilon\xi^n) - r(x^1, \ldots, x^n)],$$

et poserons

$$\theta_s(u) = \sup_{r(x)=u} |Xr(x)|; \qquad [\theta_i(u)] = \inf_{r(x)=u} |Xr(x)|.$$

Nous avons alors :

THÉORÈME 2. — *Pour que le champ ξ définisse un groupe global de transformations de* V^n

a. Il suffit que l'intégrale $\int_R^\infty du/[\theta_s(u)]$ *diverge quel que soit* R.

b. S'il existe une valeur u_0 telle que, pour $r(x) > u_0$, les « nombres dérivés de Lie » de $r(x)$ gardent un même signe constant, il est nécessaire que l'intégrale $\int_R^\infty du/[\theta_i(u)]$ *diverge, quel que soit* $R > u_0$.

La démonstration de ce théorème est fondée sur la possibilité de prolonger les courbes intégrales du système différentiel $(\partial/\partial t)\varphi^i(t, x) = \xi^i[\varphi(t, x)]$ qui satisfont à $\varphi^i(0, x) = x^i$. Si ce prolongement n'est pas possible pour toute valeur réelle de t, et pour tout $x \in V^n$, on démontre qu'il existe un point x_0 de V^n, et une valeur t_1 finie, tels que $\varphi(t, x_0)$ soit défini pour $t \in [0, t_1[$, et que le point à l'infini de V^n soit une valeur d'adhérence de $\varphi(t, x_0)$ au point t_1. Pour établir *a* il suffit d'établir que ceci est incompatible avec la divergence de l'intégrale $\int_R^\infty du/[\theta_s(u)]$, ce qui résulte du fait que $r[\varphi(t, x_0)]$ admet alors $+\infty$ pour valeur d'adhérence au point t_1, et que l'on a $|dr/dt| < \theta_s(r)$.

La proposition *b* s'obtient de manière analogue, en remarquant que l'on peut se ramener au cas où $r(x) > u_0$ entraîne $Xr(x) \geqq 0$, et qu'alors, pour $r(x_0) > u_0$ et $t > 0$, $r[\varphi(t, x_0)]$ est une fonction non décroissante de t satisfaisant à $dr/dt = Xr > \theta_i(r)$; d'où il résulte, puisque t peut prendre toutes les

valeurs positives, que l'intégrale $\int_{R}^{\infty} du/[\theta_i(u)]$ est nécessairement divergente.

En prenant pour $r(x)$ la distance géodésique à un point fixe x_0 sur une variété riemannienne, on obtient, comme application du théorème 2, le résultat suivant :

THÉORÈME 3. — *Toute transformation infinitésimale conforme définie, sur une variété riemannienne complète, de classe* C_1^1, *par un champ de vecteurs* ξ, *de classe* C_1^0, *à divergence bornée, correspond à un groupe global de transformations conformes.*

Ce théorème s'applique en particulier aux isométries infinitésimales (cas $\delta\xi = 0$) et l'on retrouve ainsi, comme cas particulier du théorème 3, un résultat de S. Kobayashi (¹).

Du théorème 2, on passe enfin à un énoncé plus général (sinon aussi maniable), s'appliquant aux variétés les plus générales de classe C_1^1. Appelons *domaine invariant* tout domaine ouvert de V^n, dont la frontière, de classe C_1^1, est tangente, en chacun de ses points, au champ ξ ; par un découpage de V^n en domaines invariants, nous obtenons :

THÉORÈME 4. — *Pour qu'un champ de vecteurs* ξ, *de classe* C_1^0, *sur une variété* V^n *de classe* C_1^1, *détermine un groupe global continu à un paramètre d'homéomorphismes de* V^n, *il faut et il suffit que* V^n *puisse être considérée comme la réunion (non nécessairement dénombrable) de domaines invariants* W_i, *chacun des* W_i *étant la limite, pour* $T \to +\infty$, *d'un sous-domaine relativement compact* W_i^T, *défini par* $r_i(x) < T$, *où* $r_i(x)$ *est une fonction de classe* C_1^0, *définie dans* W_i, *dont les « nombres dérivés de Lie » satisfont, en tout point de* W_i, *à* $|X_{r_i}(x)| < 1$.

(*) Séance du 21 octobre 1957.

(¹) Voir : *Proc. Japan Acad.*, 30, 1954, p. 709-710.

THÉORIE DES TRANSFORMATIONS. — *Sur les semi-groupes de transformations de Reynolds.* Note (*) de M. **Rudi Hirschfeld**, transmise par M. Joseph Kampé de Fériet.

Construction générale de semi-groupes abéliens « bornés » de transformations de Reynolds régulières, opérant dans un anneau A de fonctions mesurables et bornées presque partout dans un espace de mesure. Une décomposition de A, en somme directe (par rapport à un tel semi-groupe) de l'anneau $\bar{A}$ des moyennes et de l'ensemble « absorbant » A_0 des fonctions « dissipatives », se déduit d'un théorème ergodique.

1. CONSTRUCTION DES SEMI-GROUPES ABÉLIENS « BORNÉS » DE REYNOLDS. — Le produit $TSf = T(Sf)$ de deux transformations de Reynolds (trfs. de R.) dans un anneau de fonctions, n'est plus, en général, une trf. de R. Toutefois, lorsque T et S permutent, TS est toujours une trf. de R. ; il est donc assez

naturel d'envisager un semi-groupe abélien G de trfs. de R. Soient : (1) (X, S, μ) un espace de mesure σ-fini; (2) A l'anneau des fonctions μ-mesurables; (3) Ω un ensemble d'indices; (4) $\{S_\omega\}$ une base de filtre sur S dont les éléments S_ω sont des σ-algèbres dans S, et (5) $\{\nu_\omega\}$ un ensemble de mesures dans S, telles que $\nu_\omega = \mu$ dans $S_\omega (\omega \in \Omega)$. Pour tout couple (S_ω, ν_ω), $\omega \in \Omega$, M. Kampé de Fériet [1] a construit une trf. de R. régulière T_ω dans A, dont l'ensemble S_{T_ω} des parties T_ω-idempotentes coïncide avec S_ω.

THÉORÈME 1. — $\{T_\omega\}$ *est un semi-groupe abélien de transformations de Reynolds.*

En effet, comme $\{S_\omega\}$ est base de filtre, $S_\alpha \cap S_\beta \in \{S_\omega\} (\alpha, \beta \in \Omega)$; lorsque T_γ correspond à $S_\gamma = S_\alpha \cap S_\beta$, nous aurons $S_{T_\gamma} = S_{T_\alpha} \cap S_{T_\beta}$, donc $T_\gamma = T_\alpha T_\beta = T_\beta T_\alpha$, ou encore, nous avons construit un semi-groupe abélien. (Ajoutons que, inversement, les ensembles S_T des parties T-idempotentes, où T parcourt un semi-groupe abélien de trfs. de R. dans A, constituent une base de filtre sur S.)

Pour les trfs. de R. $T = T_\omega$ construites ci-dessus par le procédé de M. Kampé de Fériet, on voit que

$$(\star) \qquad |Tf(x)| \leqq C \sup_{x \in X} |f(x)| \qquad (f \in A),$$

avec $C = 1$; disons qu'un semi-groupe quelconque G, vérifiant $(\star)$ pour tout $T \in G$ avec $C \geqq 1$, est « borné ».

2. THÉORÈME ERGODIQUE DANS UN ESPACE NON MÉTRISABLE. — THÉORÈME 2. — *Soit* E *un espace vectoriel de fonctions numériques f dans un espace de mesure* (X, S, μ) (σ-*fini ou non*), *complet pour la topologie de la convergence simple. Soit* G *un semi-groupe abélien borné d'opérateurs linéaires et continus de* E *dans lui-même* (*ne définissant pas nécessairement des trfs. de* R.). *Alors pour f bornée en mesure, l'enveloppe convexe fermée* Kf *de l'orbite* $Gf = \{Tf \mid T \in G\}$ *contiendra un, et un seul, point fixe* $\bar{f}$ (tel que $T\bar{f} = \bar{f}$, $T \in G$).

Pour démontrer l'existence de $\bar{f}$, observons d'abord que, E étant uniforme, séparé et complet, l'ensemble Gf (dont toute suite de points contient une suite partielle convergente) est compact [*voir* [2], p. 27, t. VIII]. Un théorème de Bourbaki [*voir* [3], § 4, 11] affirme la compacité de Kf, et la situation de semi-groupe entraîne $T(Kf) \subset Kf (T \in G)$. Il s'ensuit du théorème de Markoff-Kakutani [*voir* [4], App.] que $\bar{f}$ existe.

L'unicité de $\bar{f}$ s'établit par un raisonnement de M. Jacobs [5] : pour l'ensemble E_0 des fonctions f de E telles que $0 \in Kf$, on trouve que $f - g \in E_0$ lorsque $f, g \in E_0$.

3. DÉCOMPOSITION EN SOMME DIRECTE. — THÉORÈME 3. — *Soit* A *un espace vectoriel de fonctions f, bornées en mesure dans un espace de mesure* (X, S, μ) (σ-*fini ou non*), *complet pour la topologie de la convergence simple; en même temps, soit* A *un anneau contenant* 1. *Pour un semi-groupe abélien borné* G *de transformations de Reynolds* T *dans* A, *soit* $\bar{A}$ *l'ensemble des fonctions moyennes* $f (\bar{f} = f)$ *et* A_0 *l'ensemble des fonctions « dissipatives »* $g (\bar{g} = 0)$. *Alors,*

(1) $\bar{A}$ *est un sous-anneau dans* A.

(2) $\bar{A}$ *est « absorbé » par* A_0 *c'est-à-dire, pour* $f \in \bar{A}$ *et* $g \in A_0$ *on a* $fg \in A_0$.

(3) *Toute* $f \in A$ *admet la décomposition unique*

$$f = \bar{f} + f_0 \qquad (\bar{f} \in \bar{A},\ f_0 \in A_0),$$

dans laquelle la partie moyenne $\bar{f}$ *et la partie dissipative* f_0 *dépendent de façon linéaire, continue et* G-*invariante de* f. *Autrement dit,*

$$A = \bar{A} + A_0.$$

Démonstration. — (1) Pour f, $g \in \bar{A}$ on a $Tf = f$ et $Tg = g (T \in G)$; alors,

$$T(fg) = T(f.Tg) = Tf.Tg = fg.$$

(2) Pour l'application $F : f \to \bar{f} \in Kf$, qui, d'après le théorème 2 est définie dans tout A d'une façon linéaire et continue, nous avons [*voir* (6), lemma 4.1]

$$TF = FT = F = F^2 \qquad (T \in G).$$

Remarquons qu'en général les combinaisons linéaires convexes T′ des $T \in G$ ne sont plus de trfs. de R.; néanmoins, on a $F(f.Tg) = F(fg)$; il s'en découle par l'addition que $F(f.T'g) = F(fg)$, entraînant, pour $g \in A_0$, que $F(fg) = F(f.Fg) = 0$, ce qui implique que $fg \in A_0$.

(3) Si $\bar{f} \in \bar{A}$ (ou $f_0 \in A_0$) on a $F\bar{f} = \bar{f}$ (ou $Ff_0 = 0$); en posant $f = \bar{f} + f_0 (\bar{f} = Ff)$, nous voyons que $f_0 = f - \bar{f}$, d'où

$$Ff_0 = Ff - F\bar{f} = Ff - F^2 f = 0, \qquad \text{donc } \bar{f} \in \bar{A} \quad \text{et} \quad f_0 \in A_0.$$

Grâce à la linéarité et la continuité de F, $\bar{f}$ et f_0 sont linéaires et continues dans f. Comme $F(T\bar{f}) = F\bar{f} = \bar{f}$ et $F(Tf_0) = Ff_0 = 0$,

$$Tf = T\bar{f} + Tf_0 \qquad (T\bar{f} \in \bar{A},\ Tf_0 \in A_0),$$

autrement dit, la décomposition est G-invariante. Enfin l'unicité est évidente.

(*) Séance du 21 octobre 1957.

(1) J. Kampé de Fériet, *Proc. Intern. Congr. Math. Amsterdam*, 3, 1954, p. 237-242.
(2) A. Weil, *Sur les espaces à structure uniforme* ...., Paris, 1937.
(3) N. Bourbaki, *Espaces vectoriels topologiques*, Fasc. de rés., Paris, 1955.
(4) *Ibid.*, chap. I et II, Paris, 1953.
(5) K. Jacobs, *Math. Ann.*, 128, 1954, p. 340-349.
(6) W. F. Eberlein, *Trans. Amer. Math. Soc.*, 74, 1949, p. 168-186.

ÉQUATIONS AUX DÉRIVÉES PARTIELLES. — *Perturbation singulière pour une équation du second ordre, linéaire et hyperbolique.* Note (*) de M. **Jean-Marie Blondel**, présentée par M. Joseph Pérès.

On étudie, pour $\varepsilon \to +0$, le comportement de la solution d'un problème de Cauchy, et aussi celui de la solution qui se réduit à deux fonctions données, sur deux caractéristiques, pour l'équation : $\varepsilon H\{z\} + L\{z\} + cz = 0$; où $H =$ opérateur différentiel linéaire hyperbolique du second ordre ; $L =$ opérateur différentiel linéaire du premier ordre ; $c(x, y) =$ fonction donnée.

1. Par hypothèse, $z(\varepsilon; x, y)$, de classe $C^2_{x,y}$, satisfait à l'équation

$$(1) \qquad \varepsilon\left(A\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} + 2B\frac{\partial^2 z}{\partial x\,\partial y} + C\frac{\partial^2 z}{\partial x^2}\right) + a\frac{\partial z}{\partial y} + b\frac{\partial z}{\partial y} + cz = 0,$$

où ε est un paramètre réel positif. A, B, C, a, b, c sont six fonctions données de x et y. On suppose A, B, C de classe $C^3_{x,y}$, avec $B^2 > AC$ sans égalité possible, et a, b, c de classe $C^1_{x,y}$.

On suppose que a et b ne sont jamais simultanément nuls, et qu'aucune courbe intégrale de $dx/a = dy/b$ n'est tangente aux caractéristiques de (1).

Envisageons d'autre part une courbe Γ ouverte et illimitée : $x = h(s)$; $y = k(s)$ où h et k sont de classe C^2, avec $h'^2(s) + k'^2(s) = 1$. On suppose que Γ n'est tangente à aucune caractéristique de (1), ni à aucune courbe intégrale de $dx/a = dy/b$.

On se donne enfin deux fonctions : $f(s)$ de classe C^2 et $g(\varepsilon, s)$ de classe C^1_s, avec $g(\varepsilon, s)$ bornée dans tout compact du demi-plan des (ε, s) défini par $\varepsilon \geqq 0$. $z(\varepsilon; x, y)$ sera déterminée par les conditions suivantes :

Au point de Γ de paramètre s, z prend la valeur $f(s)$, et la dérivée normale dz/dn prend la valeur $g(\varepsilon, s)$.

On veut étudier le comportement de $z(\varepsilon; x, y)$ quand $\varepsilon \to +0$, le point (x, y) étant d'un côté de Γ déterminé.

2. Si les caractéristiques de (1) sont $\sigma(x, y) =$ Cte et $\tau(x, y) =$ Cte, on peut choisir σ et τ de façon que : 1° l'équation cartésienne de Γ soit

$$\tau(x, y) = \varphi[\sigma(x, y)]$$

avec $\varphi(\sigma)$ de classe C^2_σ, et $[d\varphi(\sigma)]/d\sigma < 0$; 2° la région de xOy, où l'on étudie $z(\varepsilon; x, y)$, corresponde à $\tau \geqq \varphi(\sigma)$.

On pose $X = \sigma(x, y)$, $Y = \tau(x, y)$, $Z(\varepsilon; X, Y) = z(\varepsilon; x, y)$, et (1) devient

$$(2) \qquad \varepsilon\frac{\partial^2 Z}{\partial X\,\partial Y} + (\varepsilon a_1 + a_2)\frac{\partial Z}{\partial X} + (\varepsilon b_1 + b_2)\frac{\partial Z}{\partial Y} + c_2 Z = 0,$$

où a_1, a_2, b_1, b_2, c_2 sont des fonctions connues de X et Y, de classe $C^1_{X,Y}$. De plus, a_2 et b_2 ne sont jamais nulles.

L'étude du problème, en variables caractéristiques, donne les résultats suivants :

1° Si $a_2 . b_2 < 0$, alors — sauf peut-être pour un choix judicieux de $f(s)$ et $g(\varepsilon, s)$ — en aucun point de la région $\tau > \varphi(\sigma)$, quand $\varepsilon \to +0$, $z(\varepsilon; x, y)$ ne peut tendre, en restant bornée dans tout compact de la région $\tau \geqq \varphi(\sigma)$, vers une limite qui soit de classe $C^1_{x,y}$ pour $\tau \geqq \varphi(\sigma)$.

2° Si a_2 et b_2 sont négatives, alors, en admettant que, pour des données $f(s)$ et $g(\varepsilon, s)$ judicieusement choisies, $\lim_{\varepsilon \to +0} z(\varepsilon; x, y)$ existe, il est possible de modifier $f(s)$ ou $g(\varepsilon, s)$, aussi peu qu'on voudra dans tout intervalle fini en s, tout en laissant f dans la classe C^2_s et g dans la classe C^1_s, de façon que la solution de (1), répondant aux données de Cauchy ainsi modifiées, ne tende vers aucune limite, quand $\varepsilon \to +0$; et ce en tout point de la région $\tau > \varphi(\sigma)$.

3° Si a_2 et b_2 sont positives, alors, quand $\varepsilon \to +0$, z tend, uniformément dans tout compact de la région $\tau \geqq \varphi(\sigma)$, vers la solution $\zeta(x, y)$, de classe $C^1_{x,y}$, de l'équation

$$a\frac{\partial \zeta}{\partial x} + b\frac{\partial \zeta}{\partial y} + c\zeta = 0 \tag{3}$$

qui, en tout point de Γ, se réduit à $f(s)$.

3. Autre problème : $z(\varepsilon; x, y)$, de classe $C^2_{x,y}$, est toujours solution de (1), avec les mêmes hypothèses qu'en 1, sur ε, A, B, C, a, b, c. Mais les données limites définissant z ne sont plus les mêmes qu'en 1.

Soient γ_1 et γ_2 deux caractéristiques de (1), issues d'un point M de xOy. s_1 (respectivement s_2) désigne l'arc de γ_1 (respectivement de γ_2) compté dans un sens déterminé, à partir de M. On se donne les fonctions $m(s_1)$ et $n(s_2)$, de classe C^2, avec $m(0) = n(0)$. On étudie, pour (x, y) situé dans l'une des quatre régions en lesquelles xOy est partagé par γ_1 et γ_2, le comportement, quand $\varepsilon \to +0$, de la solution $z(\varepsilon; x, y)$ de (1), qui se réduit à $m(s_1)$ sur γ_1, et à $n(s_2)$ sur γ_2.

On choisit maintenant $\sigma(x, y)$ et $\tau(x, y)$ de façon que l'équation de γ_1 soit $\sigma = 0$, celle de γ_2 : $\tau = 0$, et que la région de xOy, en laquelle on considère z, corresponde à $\sigma \geqq 0$, $\tau \geqq 0$. Le changement de variables

$$X = \sigma(x, y), \qquad Y = \tau(x, y), \qquad Z(\varepsilon; X, Y) = z(\varepsilon; x, y)$$

ramène encore à une équation du type (2), avec a_2 et b_2 jamais nulles.

Les résultats sont les suivants :

1° Si $a_2 . b_2 < 0$, alors — sauf peut-être pour un choix judicieux de m et n — en aucun point de la région $\sigma > 0$, $\tau > 0$, quand $\varepsilon \to +0$, z ne peut tendre, en restant bornée dans tout compact de la région $\sigma \geqq 0$, $\tau \geqq 0$, vers une limite qui soit de classe $C^1_{x,y}$ pour $\sigma \geqq 0$, $\tau \geqq 0$;

2° Si a_2 et b_2 sont < 0, alors, si pour des données m et n judicieusement choisies, $\lim_{\varepsilon \to +0} z(\varepsilon; x, y)$ existe, on peut modifier m et n, aussi peu que l'on vou-

dra dans tout intervalle fini en s_1 et s_2 respectivement, tout en laissant m et n dans la classe C^2, de façon que la solution de (1), qui répond aux conditions-limites ainsi modifiées, ne tende vers aucune limite quand $\varepsilon \to +0$; et ce en tout point de la région $\sigma > 0$, $\tau > 0$;

3° Si a_2 et b_2 sont > 0, soit (C) la courbe intégrale de $(dx/a) = (dy/b)$, issue de M. Elle partage en deux morceaux la région $\sigma \geqq 0$, $\tau \geqq 0$. Dans tout compact inclus dans le morceau adjacent à γ_1 (respectivement γ_2), quand $\varepsilon \to +0$, $z(\varepsilon;\, x, y)$ tend uniformément vers la solution de (3) qui se réduit à m sur γ_1 (respectivement : à n sur γ_2)

(*) Séance du 21 octobre 1957.

GÉOMÉTRIE. — *Espaces harmoniques décomposables.*

Note (*) de M. **André-Claude Allamigeon**, présentée par M. Joseph Pérès.

Condition nécessaire pour qu'un espace harmonique soit décomposable. Un tel espace est produit d'espaces harmoniques. Quelques conditions suffisantes pour qu'un espace harmonique décomposable soit simplement harmonique.

1. L'espace proprement ou improprement riemannien H_n est harmonique en un point p_0, si l'équation de Laplace admet une solution qui ne dépend que de la distance à p_0. Pour qu'il en soit ainsi, il faut et il suffit que le discriminant $|g|$ de la forme fondamentale, relativement à un système de coordonnées normales en p_0, ne dépende que de la distance à ce point (1); si $|g|$ est constant, l'espace est dit simplement harmonique. Un espace harmonique en chacun de ses points est dit complètement harmonique.

Soient V_μ et W_ν deux espaces de Riemann, de formes fondamentales $\Sigma g_{ij}(y)\,dy^i\,dy^j (i, j = 1, 2, \ldots, \mu)$ et $\Sigma h_{\alpha\beta}(z)\,dz^\alpha\,dz^\beta (\alpha, \beta = 1, 2, \ldots, \nu)$. Sur la variété produit $V_\mu \times W_\nu$, la forme quadratique $\Sigma g_{ij}(y) dy^i dy^j + \Sigma h_{\alpha\beta}(z) dy^\alpha dz^\beta$ définit une structure d'espace de Riemann, appelée produit riemannien de V_μ et W_ν. Supposons cet espace harmonique en (y_0, z_0). Si les coordonnées $y^1, \ldots, y^\mu$ (resp. $z^1, \ldots, z^\nu$) sont normales en y_0 (resp. z_0), alors $y^1, \ldots, y^\mu$, $z^1, \ldots, z^\nu$ est un système de coordonnées normales en (y_0, z_0); désignons par $\Omega(y, z)$ le demi-carré de la distance du point $(y, z) \in V_\mu \times W_\nu$ au point (y_0, z_0); nous avons

$$\Omega(y, z) = \Omega(y, z_0) + \Omega(y_0, z).$$

Si nous posons

$$\rho_1(y) = \frac{\sqrt{|g_{ij}(y)|}}{\sqrt{|g_{ij}(y_0)|}}, \qquad \rho_2(z) = \frac{\sqrt{|h_{\alpha\beta}(z)|}}{\sqrt{|h_{\alpha\beta}(z_0)|}},$$

la condition pour que $V_\mu \times W_\nu$ soit harmonique s'écrit

$$\rho_1(y)\,\rho_2(z) = u[\Omega(y, z)],$$

comme ρ_i ne peut s'annuler, il existe deux fonctions u_1, u_2 telles que

$$\rho_1(y) = u_1[\Omega(y, z_0)], \qquad \rho_2(z) = u_2[\Omega(y_0, z)],$$

les trois fonctions u, u_1, u_2 vérifient identiquement

$$u(t+t') = u_1(t)u_2(t'), \qquad u(0) = u_1(0) = u_2(0) = 1,$$

ce qui implique

$$u(t) = u_1(t) = u_2(t) = e^{kt}.$$

Un espace harmonique tel que $\rho = e^{k\Omega}$ sera dit *à invariant exponentiel de paramètre k*. Nous énoncerons donc :

THÉORÈME 1. — *Soient* V_μ *et* W_ν *deux espaces de Riemann tels que leur produit riemannien* H_n, *soit harmonique. Alors* V_μ *et* W_ν *sont harmoniques, et* H_n, V_μ *et* W_ν *sont à invariant exponentiel de même paramètre.*

2. Nous supposerons maintenant que H_n est un *espace complètement harmonique à invariant exponentiel.* Si $n = 2, 3$, si la métrique est hyperbolique normale, ou si H_n est conforme à un espace euclidien, il est à courbure constante, donc localement euclidien. Il en est de même si la métrique est définie, d'après un raisonnement dû à Lichnerowicz ([2]).

Si H_n est récurrent ([3]), en particulier s'il est symétrique, en utilisant les équations de Walker ([4]), on peut établir que

$$\mathrm{tr}(\Gamma^p) = 0 \qquad (p > 1) \tag{3}$$

(où Γ est la matrice d'éléments $\Gamma^i_j = R^i_{pqj}\lambda^p\lambda^q$). Mais la condition (3) implique

$$\mathrm{tr}(\Gamma) = 0 \tag{4}$$

et H_n est simplement harmonique ([5]).

Du théorème 1 et des résultats précédents, on tire :

THÉORÈME 2. — *Soient* V_μ *et* W_ν *deux espaces de Riemann tels que leur produit riemannien* H_n *soit complètement harmonique.* H_n *sera certainement simplement harmonique si :*

1° V_μ *vérifie l'une des conditions suivantes :*

a. $\mu = 2, 3$;

b. V_μ *est conforme à un espace euclidien;*

c. la métrique est définie ou hyperbolique normale;

d. V_μ *est récurrent;*

2° H_n *vérifie l'une des conditions suivantes :*

a. $n < 8$;

b. H_n *est conforme à un espace euclidien;*

c. le nombre de carrés positifs (resp. négatifs) de la métrique est au plus égal à 3;

d. H_n *est récurrent.*

(*) Séance du 21 octobre 1957.

(1) A. LICHNEROWICZ, *Bull. Soc. Math., Fr.*, 72, 1944, p. 146-168.

(2) *Loc. cit.*, § 13, 14, p. 161-165.

(3) Un espace de Riemann est récurrent s'il existe un vecteur k^i tel que $\nabla_m R_{ij,kh} = k_m R_{ij,kh}$. *Voir* par exemple : RUSE, *J. London Math. Soc.*, 21, 1946, p. 243-247.

(4) *Proc. Edinburgh Math. Soc.*, 1943, p. 16-26.

(5) RUSE, *loc. cit.*

STATISTIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur le calcul de la fonction « OC » du test binomial de Wald, à partir de la relation de récurrence de Pólya.* Note (*) de M. **JEAN MÉRIC**, présentée par M. Joseph Pérès.

La présente Note généralise un résultat indiqué par M. G. Pólya (1) à partir d'un exemple numérique. Elle montre comment en utilisant la relation de récurrence donné par cet auteur, il est possible d'obtenir une expression exacte de la fonction « OC », et précise la forme de cette expression (2).

Dans une précédente Note (3) nous avons donné une méthode générale pour obtenir la relation de récurrence vérifiée par la fonction $K(x, y)$ de M. G. Pólya. Partant de cette relation, écrite sous la forme

$$[C_0 E^r + C_1 E^{r-1} + \ldots + C_r] K(x, y) = 0, \tag{1}$$

M. G. Pólya montre sur un exemple numérique que la fonction « OC » peut s'écrire sous la forme d'un rapport de polynomes en p et q :

$$L(p) = \frac{Q}{R} \text{ avec } R = C_0 + C_1 p^a q^b + \ldots + C_r (p^a q^b)^r. \tag{2}$$

On peut, toujours à partir de (1) donner de ce résultat une démonstration générale, et préciser la forme de la fonction « OC ». Pour simplifier l'écriture, nous introduisons l'opérateur I défini par

$$I^j P(x, y) = P(x + ja, y + jb) \qquad (j \text{ entier}), \tag{3}$$

$P(x, y)$ désignant la probabilité pour le point-échantillon, initialement à l'origine, d'atteindre le point (x, y). Si l'on pose $p^a q^b = u$, on constate que

$$I^j P(x, y) = u^j E^j K(x, y) p^x q^y. \tag{4}$$

Soit P_i la probabilité d'atteindre le point de la frontière P_y d'abscisse ξ_i. Les coordonnées de ce point, $x = \xi_i$, $y = \eta_i + 1$ vérifient l'équation

$$ay - bx = k_1 + a - i, \qquad (i = 1, 2, \ldots, a).$$

Donc

$$\xi_i = (k_1 + a - i) j_0 - \nu_{k_1 - i + a} a; \quad \eta_i + 1 = (k_1 + a - i) r_0 - \nu_{k_1 - i + a} b \tag{4}$$

ν_z désignant le plus petit entier supérieur ou égal à $(z/a) j_0$. Le nombre des

chemins aboutissant au point considéré étant égal à K_i; P_i s'écrit

$$P_i = p^{\xi_i} q^{\eta_i+1} K_i = (p^{j_0} q^{r_0})^{k_1-i+a} (p^a q^b)^{\nu_{k_1}-i+a} K_i$$

soit en posant $v = p^{j_0} q^{r_0}$, et compte tenu de (4)

$$(5) \qquad P(\xi_i + ja, \eta_1 + 1 + jb) = I^j P_i = v^{k_1-i+a} u^{j-\nu_{k_1}-i+a} E^j K_i \qquad (j \text{ entier})$$

La limite P_y étant l'ensemble des points de coordonnées :

$$(\xi_i + ja, \eta_i + 1 + jb) \qquad (i = 1, 2 \ldots a;\ j = 0, 1, 2 \ldots \infty)$$

la fonction d'efficacité est la somme double :

$$(6) \qquad L(p) = \sum_{i=1}^{a} \sum_{j=0}^{\infty} I^j P_i.$$

Appliquant la relation (1) à $E^j K_i$ et en exprimant $E^\lambda K_i$ en fonction de $I^\lambda P_i$, u et v, nous obtenons l'identité

$$(7) \qquad (C_0 I^r + C_1 u I^{r-1} + \ldots + C_r u^r) I^j P_1 \equiv 0.$$

Nous pouvons écrire (7) sous la forme

$$(C_0 + C_1 u + \ldots + C_r u^r) I^j P_i = [C_0(1 - I^r) + C_1 u (1 - I^{r-1}) + \ldots + C_{r-1} u^{r-1} (1 - I)] I^j P_i.$$

Si nous posons

$$(8) \qquad R = C_0 + C_1 u + \ldots + C_r u^r$$

et si nous remarquons que

$$(1 - I^k) \sum_{j=0}^{\infty} I^j P_i = \sum_{j=0}^{k-1} I^j P_i,$$

il vient, compte tenu de (6)

$$RL(p) = \sum_{i=1}^{a} \left[C_0 \sum_{j=0}^{r-1} + C_1 u \sum_{j=0}^{r-2} + \ldots + C_{r-1} u^{r-1} \sum_{j=0}^{0} \right] I^j P_i = Q.$$

Ce qui démontre dans le cas général la proposition de M. G. Pólya, la quantité Q représentant bien un polynome de degré fini en p et q. Si nous remplaçons $I^j P_i$ par son expression (5), Q s'écrit

$$(9) \qquad Q = \frac{v^{k_1}}{u^{\nu_{k_1+a}}} \sum_{i=1}^{a} v^i \varpi_i(u),$$

avec

$$(10) \qquad \varpi_{a-i}(u) = u^{\nu_{k_1+a} - \nu_{k_1-i+a}} \left[C_0 \sum_{j=0}^{r-1} + \ldots + C_{r-1} u^{r-1} \sum_{j=0}^{0} \right] u^j E^j K_i.$$

L'expression correspondante de $L(p)$ a une forme analogue à celle obtenue à partir de la formule de Walker ([5]). Mais on ne saurait poursuivre l'étude de

la fonction $L(p)$ à partir de (1) sans expliciter les coefficients $C_0, C_1, \ldots, C_r$, ce qui conduit dans le cas général à des calculs compliqués. Nous nous proposons de reprendre cette étude, non plus à partir de (1) mais en utilisant directement l'équation matricielle traduisant la propriété caractéristique de B_x ([6]). Ce travail fera l'objet d'une publication ultérieure.

(*) Séance du 21 octobre 1957.

([1]) *Univ. California. Publ. Math.*, nouv. série, 1, 1948, p. 229-239.

([2]) Pour les définitions et les notations, voir *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1255.

([3]) *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1377.

([4]) j_0, r_0 désigne une solution entière ($j_0 > 0$, $r_0 > 0$) de l'équation $ar - bj = 1$.

([5]) *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1117.

([6]) *Voir* ([1]) et ([2]).

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Étude de la compression des milieux denses à partir de la radiographie d'une onde de choc unique.* Note (*) de MM. **Jean Dapoigny**, **Jean Kieffer** et **Boris Vodar**, présentée par M. Gustave Ribaud.

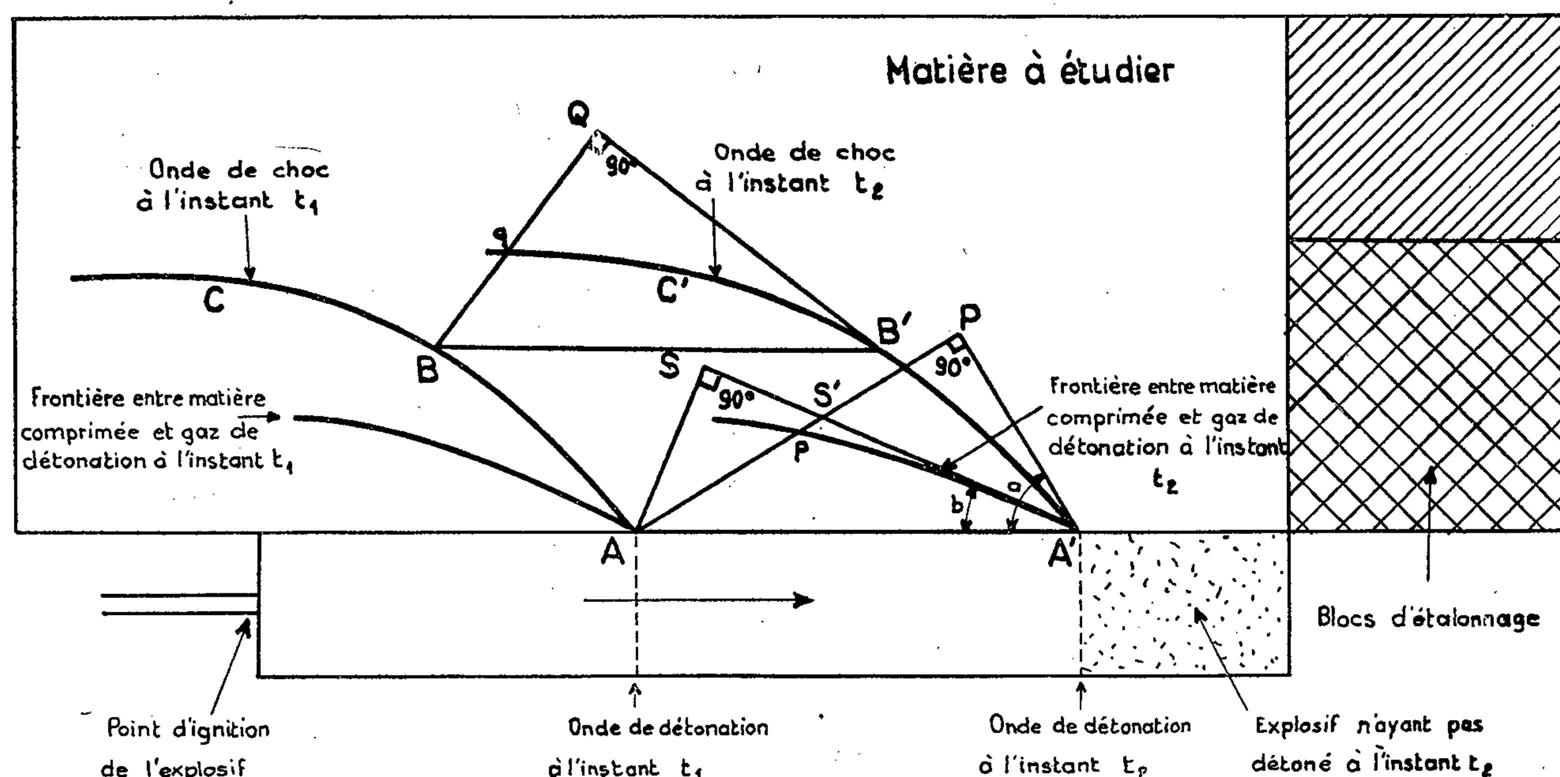
On expose une méthode pour l'étude de la compression des milieux denses, utilisant la radiographie instantanée et l'onde de choc produite par l'expansion latérale des gaz de détonation d'un explosif. On donne des résultats quantitatifs pour le polyméthacrylate de méthyle.

On sait l'utilité de la radiographie instantanée pour l'étude des compressibilités des milieux denses par ondes de choc ([1]), ([2]), ([3]). La méthode consiste à déterminer expérimentalement la célérité U de l'onde ainsi que la densité du milieu, la pression étant calculée par les relations d'Hugoniot. Un inconvénient de la technique décrite dans les publications citées est que plusieurs clichés sont nécessaires pour établir la courbe de compressibilité.

Divers auteurs ([4]), ([5]) ont signalé l'intérêt que présentent les ondes de choc engendrées par l'expansion latérale des gaz de détonation d'un explosif, aussi bien pour l'étude des compressibilités que pour celle des phénomènes de rencontres d'onde. Après avoir obtenu, comme l'avaient fait R. Schall et G. Thomer ([4]), des radiographies de telles ondes, nous avons cherché à en tirer le plus de renseignements quantitatifs possibles. Le but de la présente Note est d'exposer les idées qui sont à la base d'une telle exploitation quantitative. Pour terminer nous donnons quelques résultats sur le polyméthacrylate de méthyle.

Un bâton d'explosif (*fig.* 1) est initié à son extrémité gauche et donne naissance à une onde de choc dans le milieu. En raison de l'amortissement, le front de cette onde est incurvé (profil ABC), mais comme l'onde de détonation dans sa progression de la gauche vers la droite recrée constam-

ment le même état le long de l'axe de détonation le front d'onde de choc se déplace sans déformation dans le même sens et occupe à l'instant t_2 la position A'B'C'. La radiographie peut donc être prise à n'importe quelle



angle a	23°	26°	33°	37°	39°
$\frac{V}{V_0}$	0,86	0,86	0.74	0.72	0.71
U m/sec	3100	3500	4400	4800	5000
u m/sec	450	650	1100	1350	1450
P kg/cm²	17.000	27.000	57.000	76.000	86.000

Fig. 1. — Schéma du dispositif expérimental.

phase du phénomène. Un tel cliché donne immédiatement la célérité de l'onde au point A d'intensité maximum. Considérant deux instants t_1 et t_2 infiniment rapprochés, la célérité de l'onde en A est en effet proportionnelle au segment AP, la vitesse de détonation D supposée connue étant proportionnelle au segment AA'. On a donc la relation $U = D \sin a$; comme la densité en A peut, d'autre part, être déterminée comme d'habitude, une seule radiographie donne le couple pression-volume dans la tête de l'onde.

Mais le raisonnement qui nous a donné la célérité de la tête A, s'applique à *n'importe quel autre point* B de l'onde (triangle BB'Q). Tout le long du profil ABC la célérité est donc donnée par l'expression $U = D \sin a$, a étant l'angle formé au point en question par la tangente au profil ABC avec l'axe de détonation (angle $< \pi/2$). Comme la densité se mesure aisément tout au long de ce profil on voit donc qu'en définitive un seul cliché donne la courbe de compressibilité totale à partir de la pression maximum réalisée en A.

A la tête A de l'onde il est cependant souvent difficile de mesurer avec

précision la densité en raison de la hauteur quasi-nulle de matière comprimée. Il est donc intéressant de remarquer qu'en ce point la vitesse particulaire u peut être déterminée par l'expérience. Les radiographies (*fig.* 2)

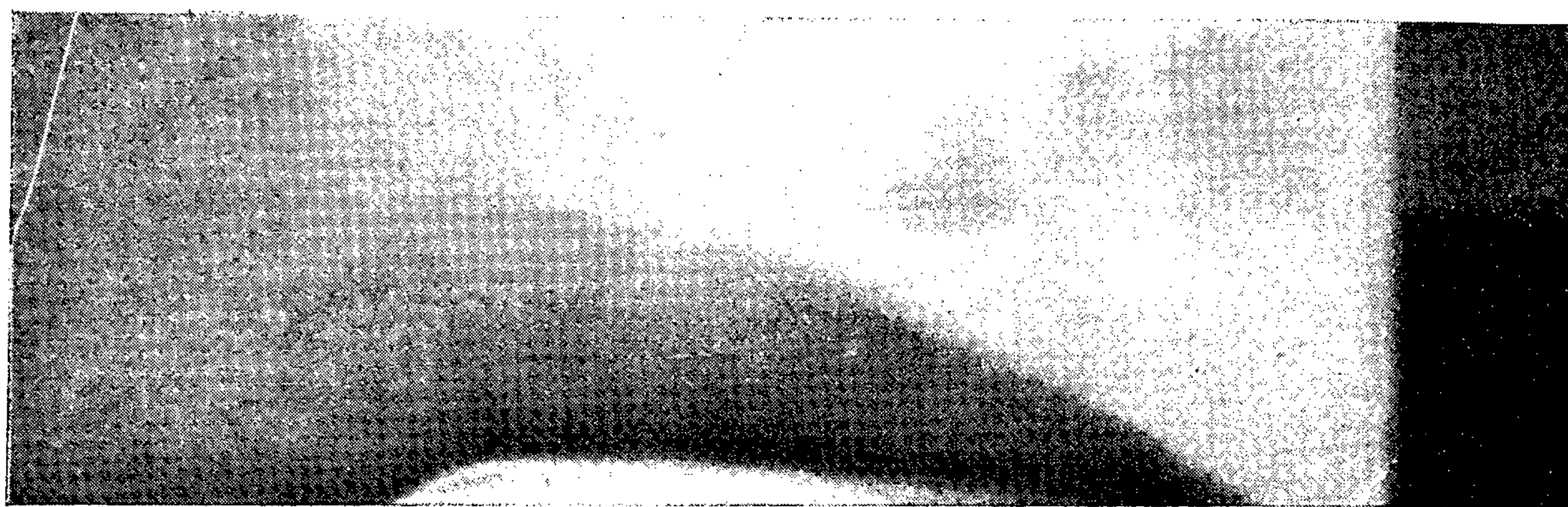
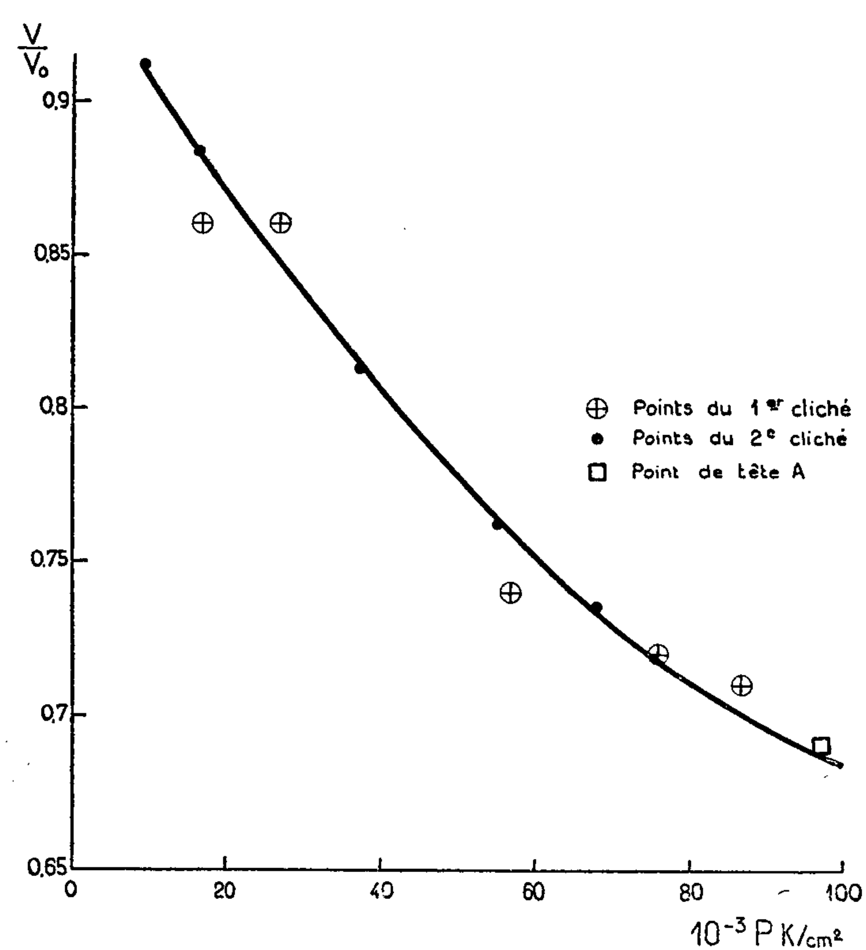


Fig. 2. — Radiographie d'une onde de choc produite latéralement.

font en effet apparaître la surface de séparation entre matière comprimée et gaz de détonation. La figure 1 montre alors que la vitesse particulaire est proportionnelle au segment AS′ et la considération des triangles ASA′



angle α	22°	26	31°	34°	36°	40°
$\frac{V}{V_0}$	0,91	0,894	0,812	0,762	0,735	0,69
U m/sec	2992	3500	4.120	4.450	4.650	5.100
u m/sec	270	400	770	1060	1240	1600
P kg/cm²	9.550	16 500	37.500	55.600	68.000	97 000

Fig. 3. — Courbe de compression du polyméthacrylate de méthyle.

et AS′A′ conduit à la valeur $u = \sin b/\cos(a - b)$. Connaissant U et u les relations d'Hugoniot donnent en A le couple pression-volume. La vitesse particulaire peut évidemment être calculée de la même manière tout le long de la surface de séparation mentionnée, mais il est important de remarquer que, sauf en A, il s'agit de particules qui se trouvent à une certaine distance derrière le front d'onde et que par conséquent il n'est pas possible d'obtenir la pression et le volume, par cette méthode, ailleurs qu'au point A.

La figure 2 montre la radiographie d'une onde latérale dans le polyméthacrylate de méthyle et la figure 3 donne la courbe de compressibilité. On voit que les résultats obtenus à partir de deux clichés différents sont en bon accord ainsi d'ailleurs que le point maximum calculé à partir de la mesure des vitesses U et u.

(*) Séance du 21 octobre 1957.

(1) R. SCHALL, *Z. Ang. Phys.*, 2, n° 6, 1950, p. 252.

(2) J. DAPOIGNY, J. KIEFFER et B. VODAR, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 215.

(3) J. DAPOIGNY, J. KIEFFER et B. VODAR, *J. Rech. C. N. R. S.*, 31, 1955, p. 260.

(4) R. SCHALL et G. THOMER, *Z. Ang. Phys.*, 3, n° 2, 1951, p. 41.

(5) Sam Katz du Stanford Research Institute (communication verbale récente).

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Un viscosimètre à vide pour les fils métalliques.* Note (*) de M. **CONSTANTIN SĂLCEANU**, présentée par M. Pierre Chevenard.

Dans quelques travaux antérieurs (1) nous avons proposé une méthode pour la détermination de la viscosité des fils métalliques, basée sur la mesure de la durée nécessaire pour réduire de moitié, l'amplitude initiale des oscillations d'un pendule de torsion, dont l'axe est constitué par le fil à étudier. Notre formule est la suivante :

$$\eta = \frac{2,8\,\mathrm{J}\,l}{\pi\,\mathrm{T}\,r^4},$$

où η représente le coefficient de viscosité du fil employé, J, le moment d'inertie du pendule, r, le rayon du fil et T, le temps qui réduit de moitié l'amplitude initiale des oscillations. Cette formule n'inclut pas la résistance de l'air. Celle-ci n'altère que très peu l'amplitude des oscillations (2). Il est utile de construire un dispositif expérimental permettant de suivre cette influence en fonction de la fréquence des oscillations pendulaires.

Notre viscosimètre à vide est constitué par une boîte cylindrique en bronze, ayant 18 cm comme diamètre qui peut tourner sur des roulements à billes autour de son axe. Deux cylindres en laiton de 3 cm de diamètre et 24 cm de longueur, viennent d'être fixés au milieu de cette chambre, suivant

l'axe (*figure*). Le fil à étudier *ff*, ainsi que les poids *gg* par lesquels on peut imprimer au pendule ainsi constitué, divers moments d'inertie, sont contenus dans ce dispositif.

Le pendule de torsion est fixé à la partie supérieure ; de même à la partie inférieure, où on a aménagé un dispositif à ressort qui maintient tendu le fil métallique à une tension constante, tension imprimée antérieurement par des masses pesantes.

Ce dispositif assure au fil une homogénéité élastique ([3]) qui rend les mesures reproductibles.

On a travaillé avec cinq fréquences sur un fil de platine, d'épaisseur 0,6 mm, de longueur 50 cm (longueur effective $l = 12{,}5$ cm) sous une tension constante de 3 kg (environ 10 kg/mm²) et avec des poids au profil aérodynamique. Le degré de vide employé a été environ 0,1 mm/Hg.

Les petites oscillations ont été imprimées au pendule en agissant sur la grande chambre cylindrique, qui était pourvue à ce propos d'une vis micrométrique de réglage. Les amplitudes ont été lues sur une échelle graduée. Elles ne dépassaient pas 0,01 rad.

Les résultats obtenus sont consignés dans le tableau suivant :

ν	J	T (s)		η		
(s^{-1}).	(g.cm²).	air.	vide.	air.	vide.	$\eta_{vide}\nu$.
1,16.......	1450	405	640	$4{,}97.10^7$	$3{,}11.10^7$	3,60
1,56.......	804	280	465	3,96 »	2,37 »	3,69
2,38.......	352	150	300	3,23 »	1,61 »	3,83
2,78.......	160	70	155	3,17 »	1,42 »	3,94
4,55.......	60	30	100	2,76 »	0,97 »	3,77

où ν représente les fréquences des oscillations pendulaires.

Le tableau justifie l'emploi du viscosimètre à vide à cause des grandes différences accusées par les valeurs de η pour l'air et pour le vide. Le rapport η_{air}/η_{vide} croît avec la fréquence des oscillations montrant que le facteur qui domine la résistance de l'air est la vitesse des oscillations pendulaires.

Enfin, le tableau montre que le produit ($\eta_{vide}\nu$) reste constant dans le domaine étudié, pendant que le produit ($\eta_{air}\nu$) croît avec la fréquence dans le cas du fil de platine.

Il faut ajouter encore qn'on a travaillé avec des poids d'un même profil aérodynamique pour toutes les fréquences employées, ceux-ci étant construits en laiton et en bois.

(*) Séance du 7 octobre 1957.

([1]) C. Sălceanu, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 734, 1384 et 1554 ; *Ann. Fr. de Chronométrie*, 19e année, 2e série, **3**, p. 401.

([2]) Becquerel, *Cours de Physique*, **2**, 1926, p. 41.

([3]) C. Sălceanu, *Ann. Fr. de Chronométrie*, 19e année, 2e série, **3**, p. 397.

AÉRODYNAMIQUE. — *Analyse expérimentale du mécanisme de la transition dans la couche limite d'une plaque plane, aux vitesses supersoniques.* Note (*) de MM. **Edmond A. Brun**, **Jean-François Dorand** et **Max Plan**, présentée par M. Joseph Pérès.

L'étude très fine de la couche limite dans la zone de transition d'un écoulement supersonique le long d'une plaque plane a permis de mettre en évidence un décollement de la couche limite dans cette zone. Le décollement commence dans la région laminaire, l'épaisseur du fluide « décollé » étant maximum là où, approximativement, débute la transition; il y a recollement quand la turbulence dans la couche limite est pleinement développée.

1. Les faits résumés ci-dessus ont été observés *en l'absence de gradient de pression longitudinal*, avec des plaques de natures différentes (métal, plexiglas) et présentant des bords d'attaque plus ou moins épais (de 10^{-3} à 3.10^{-2} mm). Les résultats suivants, donnés à titre d'exemple, se rapportent à une plaque en plexiglas, ayant un bord d'attaque de 10^{-2} mm d'épaisseur, placé dans un courant d'air supersonique de nombre de Mach 1,8. La pression à la paroi de la plaque était constante à $\pm$ 2 mm de mercure près. L'exploration dynamique de la couche limite était effectuée à l'aide de prises de pression d'arrêt d'un diamètre voisin de 0,2 mm.

Les courbes de distribution des vitesses dans la couche limite (*fig.* 1 *a*) montrent que le dernier profil laminaire se situe à une distance $x_1 = 90$ mm du bord d'attaque ($R_{x_1} = 1{,}35.10^6$), tandis que le profil turbulent prend une forme constante à partir de la distance $x_2 = 145$ mm du bord d'attaque ($R_{x_2} = 1{,}97.10^6$). L'extrapolation vers la paroi des portions linéaires des profils de vitesse permet d'obtenir, pour ces divers profils, la valeur de y pour $u = 0$ [1]; la figure 1 *a* montre que, pour $x_d = 80$ mm, la vitesse s'annule déjà à une certaine distance de la paroi, le décollement étant maximum pour $x_m = 90$ mm; le recollement est pratiquement obtenu à $x_r = 120$ mm. Ainsi, un décollement s'amorce en pleine couche limite laminaire; au maximum du décollement, la distribution des vitesses commence à n'être plus celle du régime laminaire; le recollement s'effectue quand la distribution des vitesses correspond à une turbulence déjà bien développée.

L'épaisseur maximum de fluide « décollé » est à peine de 0,1 mm, ce qui explique que le décollement ne soit pas observé en expérimentation courante. Cependant, il est visible sur une photographie strioscopique très fine; de plus, il a été nettement visualisé par injection pariétale d'acétate de méthyle, et cela en l'absence de toute sonde perturbatrice dans l'écoulement : le liquide remonte vers l'amont du courant quand on l'injecte à 90 mm du bord d'attaque.

2. Sur la même plaque est collé un fil de nylon de 0,16 mm de diamètre, perpendiculaire à la vitesse, à $x_f = 80$ mm du bord d'attaque; dans le même écoulement, sa présence n'occasionne qu'un saut de pression très faible (3 mm de mercure). Le premier profil pleinement turbulent apparaît à 120 mm du bord d'attaque (au lieu de 145 en transition naturelle).

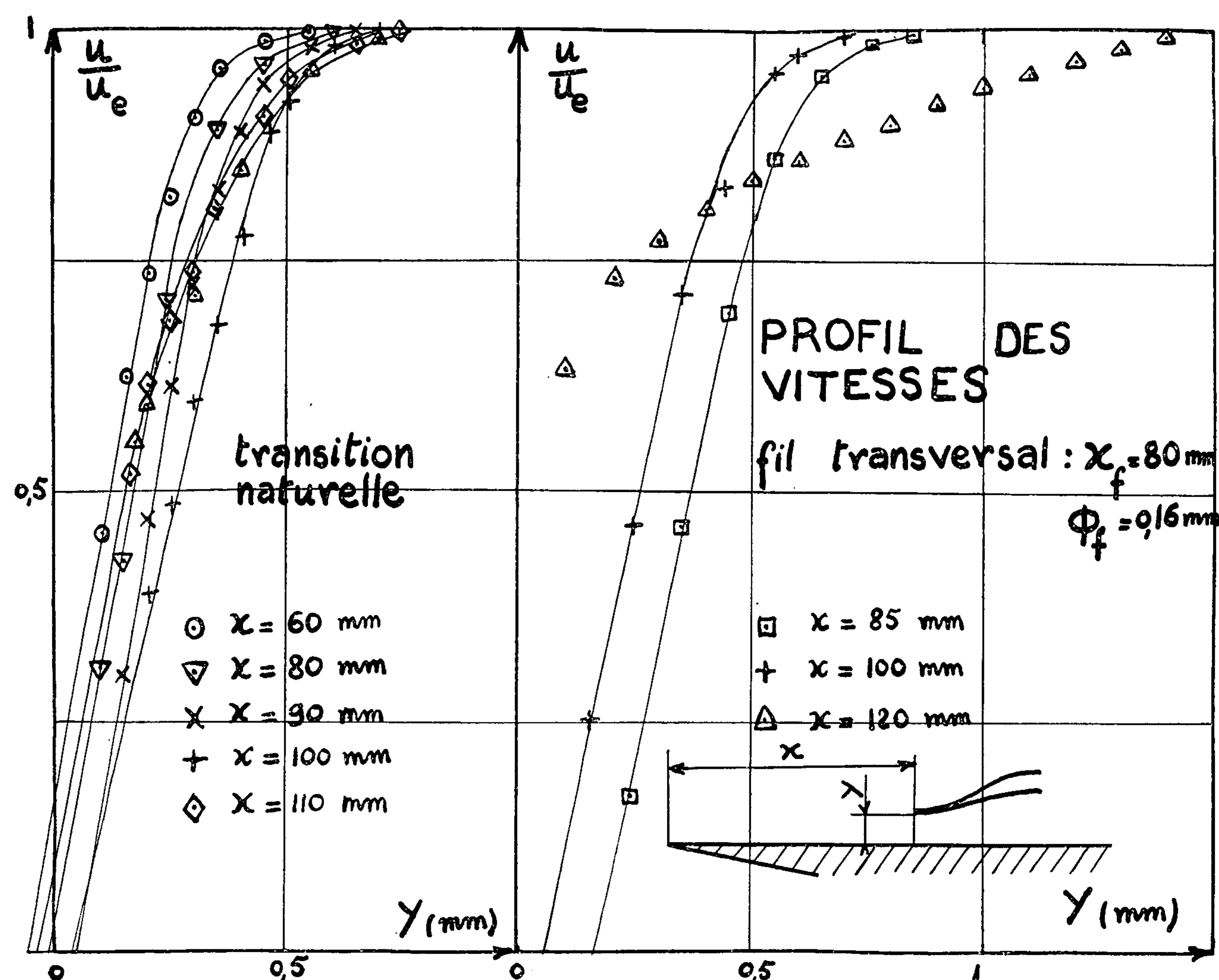


Fig. 1 *a*. Fig. 1 *b*.

Ainsi, conformément à ce qui a déjà été observé aux basses vitesses, la présence du fil transversal avance le point de transition et raccourcit la zone de transition (*fig.* 1 *b*). En outre, l'épaisseur maximum de fluide « décollé », de 0,2 mm (au lieu de 0,1), se situe à $x_m = 85$ mm (au lieu de 90).

La figure 2 permet de comparer les courbes des épaisseurs de quantité de mouvement δ_2, en fonction de l'abscisse x comptée à partir du bord d'attaque, dans le cas d'une transition naturelle et dans le cas de la transition provoquée par le fil transversal; comme résultat essentiel, on voit qu'en dehors des plages de transition, les pentes sont les mêmes pour les deux courbes; en vertu de la relation globale de quantité de mouvement, cela prouve que le fil ne modifie pas le coefficient local de frottement dans l'écoulement turbulent établi.

Si le fil de 0,16 mm de diamètre est remplacé par un fil de 0,06 mm, les caractéristiques de la transition et du décollement sont les mêmes qu'en l'absence du fil : le fil transversal ne paraît intervenir sur la structure de la couche limite que si son diamètre est au moins égal au tiers de l'épaisseur $\delta_{0,99}$ de la couche limite.

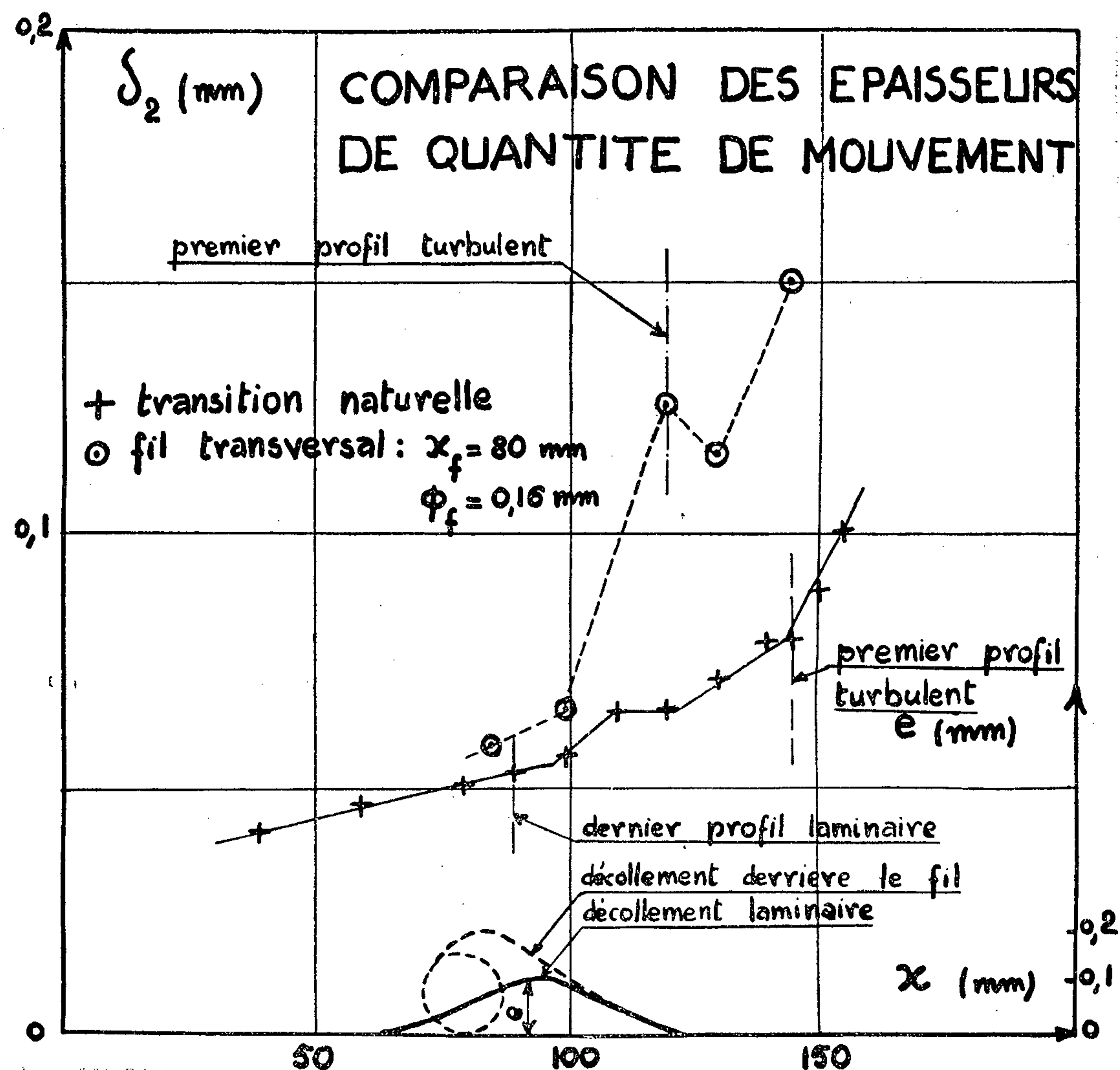


Fig. 2.

3. Dans le cas de très faibles vitesses (4 m/s) et d'un gradient de pression longitudinal positif, A. E. von Doenhoff [2] a observé, entre le décollement et la transition, une relation identique à celle que nous avons mise en évidence à des vitesses supersoniques et en l'absence de gradient de pression longitudinal. G. I. Taylor [3] a interprété les résultats de Doenhoff.

Dans notre cas, l'explication pourrait être la suivante : aux grandes vitesses, le fluide qui pénètre dans la couche limite subit une décélération considérable; dans la couche limite laminaire, l'échange de quantité de mouvement, provoqué par la seule agitation moléculaire, est très lent; même en l'absence de tout ralentissement de l'écoulement extérieur, le fluide n'est plus entraîné au voisinage de la paroi : il décolle.

Ce décollement provoque l'apparition d'une turbulence qui augmente l'échange de quantité de mouvement dans la couche limite : il y a régression du décollement et, finalement, recollement. La présence d'un fil transversal apporte une perturbation plus importante, ce qui permet, après un décollement plus avancé, un recollement plus rapide.

(*) Séance du 21 octobre 1957.

(1) En l'absence de décollement, l'abscisse à l'origine est négative par suite des aberrations des sondes de pression d'arrêt en écoulement non-uniforme (M. Plan, *Publ. scient. et techn. Minist. Air*, n° 331).

(2) *N. A. C. A.*, *Techn. Note* n° 639, 1938.

(3) 5e *Congrès International de Mécanique appliquée*, n° 294, 1938.

AÉRODYNAMIQUE. — *Calcul de l'effet de conicité d'une aile annulaire de révolution en écoulement axial, par la méthode des analogies rhéoélectriques.* Note (*) de M. **Gérard Hacques**, présentée par M. Joseph Pérès.

Lorsque l'axe de révolution de l'aile annulaire, pris pour axe Ox, est parallèle à la vitesse V_0 du courant général, l'écoulement présente la symétrie axiale et peut être défini dans un plan méridien xOy. Dans le cadre de la théorie linéarisée des faibles perturbations les effets de conicité, de courbure et d'épaisseur peuvent être analysés séparément.

Nous considérons d'abord l'effet de conicité : aile annulaire dont le profil rectiligne de corde c est incliné d'un angle d'attaque α sur V_0. Cette aile se caractérise par le rapport $\lambda = 2a/c$ où a est son rayon.

En supposant le fluide parfait, incompressible et irrotationnel, l'écoulement peut se définir par le potentiel (harmonique de révolution) $\varphi(x, y)$ des vitesses de perturbation. Désignons par Γ la circulation autour du profil; lorsque Γ diffère de zéro, le potentiel φ n'est pas uniforme : si nous considérons par exemple une coupure issue du bord de fuite (B. F.) et s'étendant jusqu'à l'infini aval suivant une parallèle à Ox, la différence de potentiel $\varphi^+ - \varphi^-$ prise de part et d'autre de la coupure, à l'abscisse x, est égale à Γ. La valeur de Γ, inconnue *a priori*, se détermine par la condition de Kutta-Joukowsky au bord de fuite qui impose $(\partial/\partial x)(\varphi^+ - \varphi^-)_{\text{B.F.}} = 0$. La condition aux limites sur le profil est classique, elle exprime le glissement du fluide sur la paroi matérielle et s'écrit $\partial\varphi/\partial y = -V_0\alpha$. Le profil, confondu avec sa projection sur une parallèle à l'axe Ox, prolonge ainsi la coupure précédente avec des valeurs φ^+ et φ^- différentes pour l'extrados et l'intrados; par contre la dérivée $\partial\varphi/\partial y$ conserve sa valeur à la traversée de cette coupure depuis le bord d'attaque jusqu'à $x = +\infty$.

L'image rhéoélectrique de cet écoulement est réalisée dans un bassin à fond incliné, en plaçant verticalement une mince lame isolante recouverte d'élec-

trodes e^+ et e^- en vis-à-vis qui représentent le profil sur le segment (0, +1) correspondant à la corde c, prolongé du segment (+1, +∞) qui forme la coupure envisagée ci-dessus. Pour établir électriquement les conditions aux limites il faut envoyer en chaque point du modèle représentant le profil une intensité I égale à $V_0 \alpha h \varepsilon \sigma$ (h : hauteur d'eau de conductivité σ, ε : largeur de l'électrode) qui entre par e^+ et sort par e^-. Dans ce but nous utilisons un montage électrique à alimentations indépendantes par secondaires de transformateurs branchés sur chaque couple d'électrodes e^+ et e^-. Le long de (+1, +∞) la différence de potentiel constante peut également s'établir au moyen de transformateurs. La mesure de cette différence de potentiel constante, réglée pour satisfaire la condition de Kutta-Joukowsky, donne la circulation Γ autour du profil, donc l'effort radial qui s'y exerce. Le relevé des valeurs φ^+ et φ^- le long du segment (0, +1) fournit par dérivation les vitesses et les pressions au contour du profil.

Les figures 1, 2, 3, donnent quelques résultats concernant la circulation $\Gamma(x)$ en corde, l'effort C_z normal au profil, et les vitesses u de perturbation. La valeur limite λ_∞ correspond à l'écoulement bidimensionnel autour de la plaque plane.

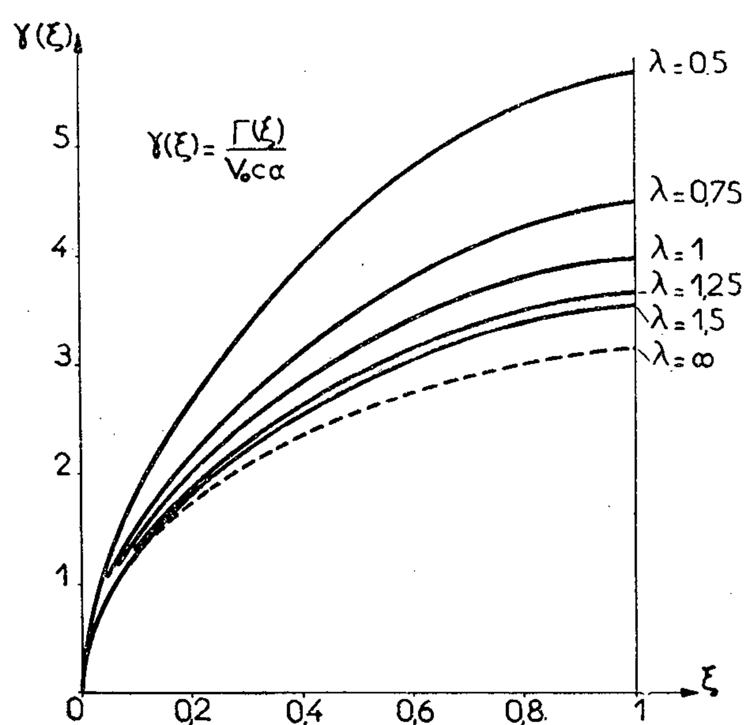


Fig. 1.

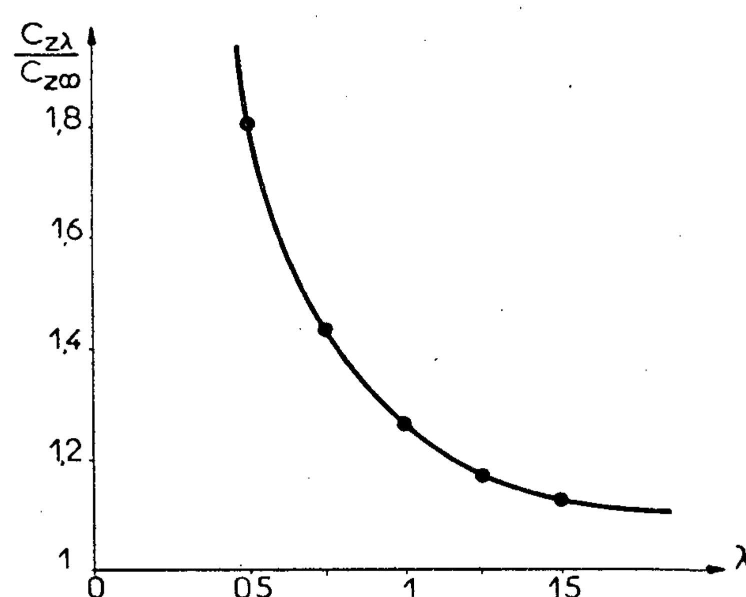


Fig. 2

La présence d'un corps central cylindrique indéfini de rayon a', placé suivant l'axe de l'aile se traduit aisément dans l'analogie par un modèle isolant. Sur le profil, cette présence se manifeste seulement par un accroissement sensible des pressions de l'intrados, celles de l'extrados demeurant pratiquement inchangées. Dans le cas de l'aile $\lambda = 1$, la figure 4 donne les vitesses de perturbation u sur le profil et le corps central lorsque le paramètre $k = a'/a$ varie. Pour $k = 0,3$, 0,4 et 0,5 l'effort radial C_{z_k}/C_{z_0} développé sur le profil prend les valeurs 1,07, 1,12 et 1,23.

Comme dernière application nous envisageons l'effet d'un volet de révolution placé sur l'aile cylindrique et braqué d'un angle β. Dans l'analogie il suffit d'alimenter en conséquence les électrodes e^+ et e^- qui recouvrent le

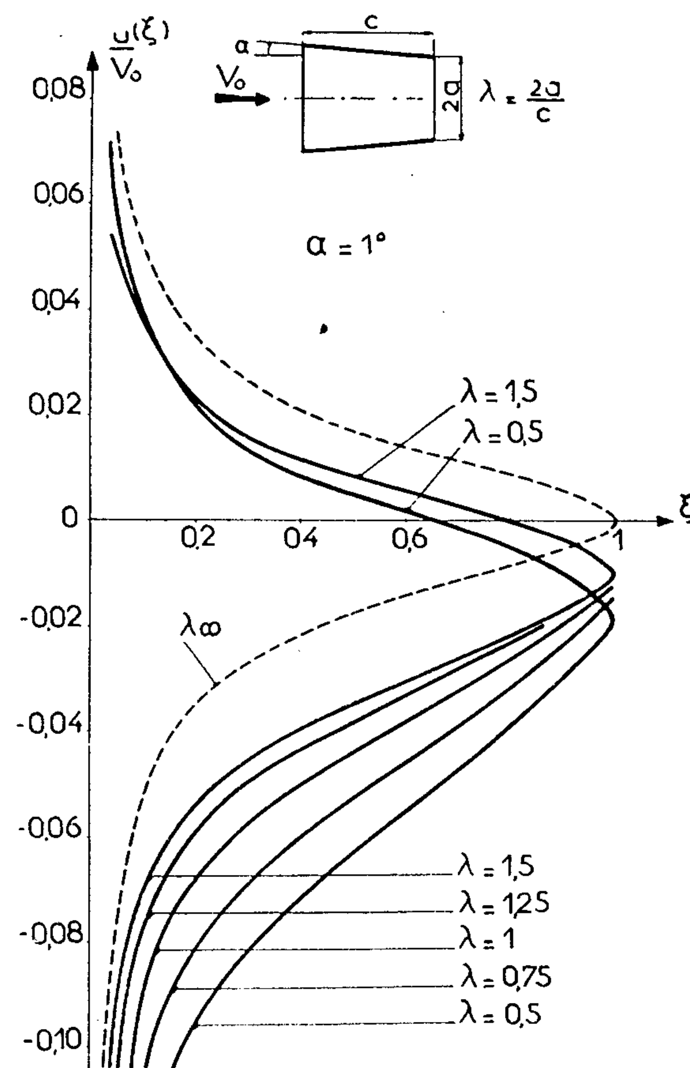


Fig. 3.

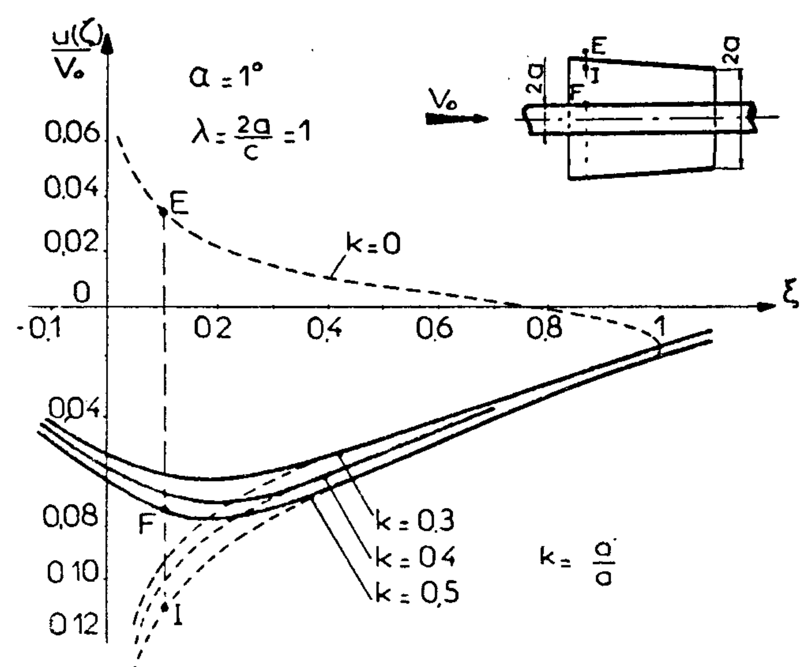


Fig. 4.

segment $(m, +1)$ correspondant à la profondeur t du volet. Pour $\lambda = 1$ et diverses valeurs de $m = t/c$ les vitesses u le long du profil et du volet sont portées sur la figure 5. Le braquage du volet introduit un effort radial ΔC_z

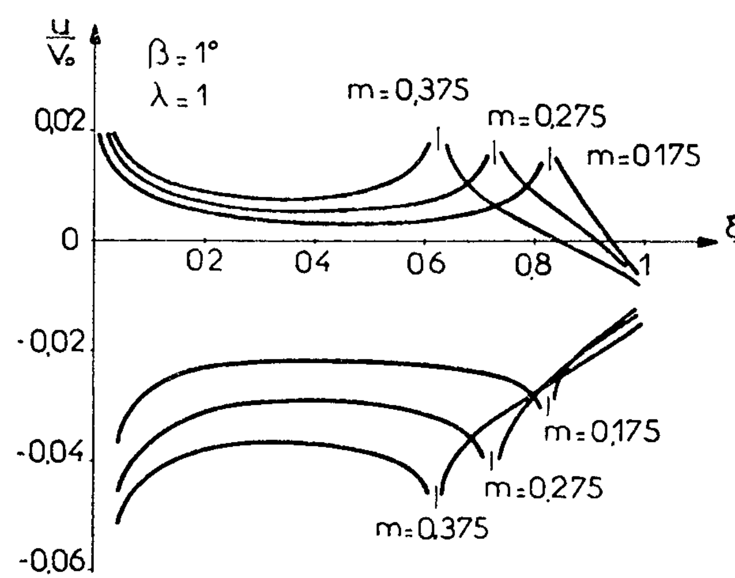


Fig. 5.

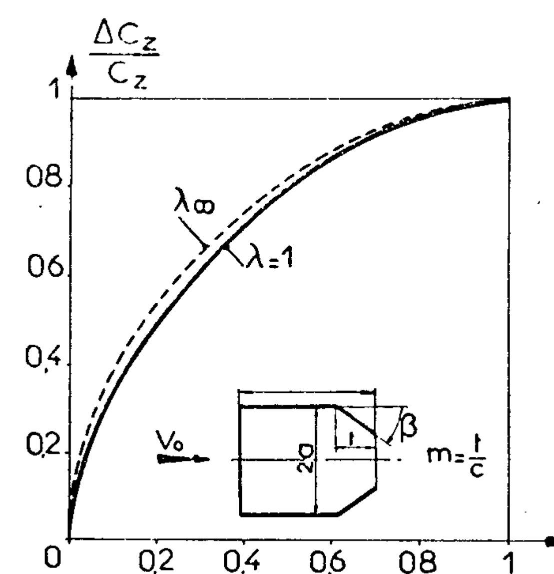


Fig. 6.

que nous rapportons à l'effort C_z sur le profil rectiligne placé à l'incidence $\alpha = \beta$. La figure 6 compare le rapport $\Delta C_z/C_z$ obtenu pour l'aile annulaire à celui du même effet obtenu en écoulement plan (λ_∞). Remarquons que la règle

des écoulements inverses permet l'obtention de $\Delta Cz/Cz$ en utilisant les résultats de la figure 1 et la relation $\int_0^c (u^+ - u^-)\bar{\alpha}(x)\,dx = \int_0^c (\bar{u}^+ - \bar{u}^-)\alpha(x)\,dx$ qui relie les écoulements de vitesses générales V_0 et $\bar{V}_0 = -V_0$ autour des profils de pentes locales $\alpha(x)$ et $\bar{\alpha}(x)$. En prenant $\bar{\alpha}(x) = -1$ avec $\alpha(x) = 0$ sur $(0, m)$ et $\alpha(x) = \beta = 1$ sur $(m, +1)$, ce qui correspond au braquage du volet défini ci-dessus, nous avons

$$\frac{\Delta Cz}{Cz} = \frac{\bar{\Gamma}(m)}{\bar{\Gamma}(0)} = \frac{\Gamma(1-m)}{\Gamma(1)},$$

où les valeurs $\Gamma(1-m)$ et $\Gamma(1)$ se trouvent sur les courbes de circulation de la figure 1, aux abscisses $1-m$ et 1. Pour trois valeurs de m les résultats calculés par cette règle ont apporté une bonne confrontation avec ceux que l'analogie donne directement.

(*) Séance du 21 octobre 1957.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur un cas particulier du mouvement de la goutte de Bohm et Vigier*. Note (*) de M. **Francis Halbwachs**, présentée par M. Louis de Broglie.

On traite un cas particulier du mouvement déjà étudié. On obtient une généralisation de mouvement de la goutte de Weyssenhoff.

Dans deux Notes récentes (que nous désignerons par N 1 et N 2) [1] nous avons étudié le mouvement du centre de matière d'une goutte de fluide classique, dans le cas où les deux vecteurs $t_\mu = s_{\mu\nu} u_\nu / c$ et $s_\mu = i\,\varepsilon_{\nu\alpha\beta\mu} u_\nu s_{\alpha\beta}/2c$ sont colinéaires et s'écrivent

$$t_\mu = \sigma_\mu \sin A \qquad \text{et} \qquad s_\mu = \sigma_\mu \cos A.$$

Nous allons déterminer complètement le mouvement dans le cas particulier où le spin σ_μ est en outre orthogonal à l'impulsion g_μ. Nous conserverons, sans en rappeler les définitions, les notations de nos deux Notes.

Le spin σ_μ est dans l'espace du référentiel d'inertie Σ_I.

(1) $$\sigma_\mu g_\mu = 0$$

entraîne $\sigma_\mu p_\mu = 0$, ou, dans Σ_I : $\sigma_k p_k = 0$. Rappelons que (N 2) $p_\mu = \mu_0 u_\mu - g_\mu$, ce qui, dans Σ_I se réduit à $p_k = \mu_0 u_k = \mu_0^2 v_k / m_0$ puisque (N 1) :

$$\left(1 - \frac{v_0^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} = \frac{\mu_0}{m_0}.$$

La relation (1) entraîne donc $\sigma_k v_k = 0$. La vitesse du centre de matière est orthogonale au spin (lequel du reste varie avec le temps).

Nous avons (N 2) : $\dot{\mu}_0 c^2 = \sigma_\mu \dot{u}_\mu \sigma_\nu p_\nu / \sigma_0^2$. La relation (1) entraîne donc $\dot{\mu}_0 = 0$. La masse de Weyssenhoff est constante. Il en résulte que $g_\mu \dot{u}_\mu = 0$. L'accélération est dans l'espace d'inertie. Il en résulte aussi d'après (N 1) que $v_0 = c\sqrt{\mu_0^2 - m_0^2}/\mu_0$ est constante. Dans le système d'inertie, la grandeur de la vitesse est constante. De même le module de p_μ : $p_\mu p_\mu = (\mu_0^2 - m_0^2)c^2$ est constant. Enfin l'égalité (N 2) : $\dot{A} = c p_\mu \sigma_\mu \cos A/\sigma_0^2$ entraîne $A = \text{const.}$, et comme (N 2) : $s_0^2 = \sigma_0^2 \cos^2 A$ est aussi constant, le module σ_0 du spin est encore constant.

Écrivons d'après (N 2) les dérivées de s_μ et t_μ :

$$c_2 \dot{s}_\mu = c^2 \dot{\sigma}_\mu \cos A = \quad i\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} u_\nu \dot{u}_\alpha \sigma_\beta \sin A + u_\mu (\sigma_\lambda \dot{u}_\lambda \cos A)$$

$$c^2 \dot{t}_\mu = c^2 \dot{\sigma}_\mu \sin A = - i\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} u_\nu \dot{u}_\alpha \sigma_\beta \cos A + u_\mu (\sigma_\lambda \dot{u}_\lambda \sin A) + c^3 p_\mu.$$

On en tire facilement

$$u_\mu = \frac{u_\mu \sigma_\lambda \dot{u}_\lambda}{c_2} + c p_\mu \sin A \tag{2}$$

et $p_\mu = i\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} u_\nu \dot{u}_\alpha \sigma_\beta / c^3 \cos A$. On peut alors expliciter le module de p_μ :

$$p_\mu p_\mu = (\mu_0^2 - m_0^2) c^2 = \frac{\gamma_0^2 \sigma_0^2 - (\sigma_\nu \dot{u}_\nu)^2}{c^4 \cos^2 A} \tag{3}$$

en posant $\gamma_0^2 = \dot{u}_\mu \dot{u}_\mu$ (module de l'accélération).

Introduisons maintenant (N 1) le rayon vecteur R_μ qui joint le centre de matière au centre de gravité, immobile dans le référentiel Σ_1, soit

$$m_0^2 c^2 R_\mu = s_{\mu\nu} g_\nu. \tag{4}$$

On a (N 1)

$$R_\mu g_\mu = 0.$$

R_μ est dans l'espace d'inertie.

$$R_\mu u_\mu = \frac{\sigma_\nu p_\nu \sin A}{m_0^2 c} = 0.$$

R_μ est dans l'espace propre.

$$R_\mu \dot{R}_\mu = \frac{\sigma_\nu p_\nu \sin A}{m_0^2 c} = 0,$$

Dans le système Σ_1 : $R_k \dot{R}_k = 0$. Le rayon vecteur est de longueur constante, le centre de matière se déplace sur une sphère de rayon R_0. Calculons ce rayon :

$$m_0^4 c^4 R_0^2 = s_{\mu\nu} s_{\mu\lambda} g_\nu g_\lambda = \sigma_0^2 \left(\delta_{\lambda\nu} \cos^2 A + \frac{u_\lambda u_\nu}{c^2} - \frac{\sigma_\lambda \sigma_\nu}{\sigma_0^2} \right) g_\nu g_\lambda, \quad \text{d'après (N 2)},$$

d'où

$$\boxed{R_0^2 = \frac{\sigma_0^2 (\mu_0^2 - m_0^2 \cos^2 A)}{m_0^4 c^2}.}$$

L'égalité $g_\lambda = \mu_0 u_\lambda - \dot{t}_\lambda/c + s_{\lambda\nu}\dot{u}_\nu/c^2$ ([2]) portée dans (4) fournit

$$m_0^2 c^2 R_\mu = \mu_0 s_{\mu\lambda} u_\lambda - \frac{s_{\mu\lambda}\dot{t}_\lambda}{c} - \frac{s_{\lambda\mu} s_{\lambda\nu}\dot{u}_\nu}{c^2}.$$

Les différents termes du second membre donnent respectivement $\mu_0 c t_\mu$; $-s_{\mu\lambda}\dot{\sigma}_\lambda \sin A/c = -\sigma_0^2 \sin^2 A \dot{u}_\mu/c$ (car $s_{\mu\lambda}\sigma_\lambda = \sigma_0^2 \sin A u_\lambda/c$ et $\dot{s}_{\mu\lambda}\sigma_\lambda = 0$); enfin (d'après N 2) :

$$-\frac{\sigma_0^2}{c^2}\left[\dot{u}_\mu \cos^2 A - \sigma_\mu \frac{\sigma_\nu \dot{u}_\nu}{\sigma_0^2}\right].$$

D'où finalement :

$$m_0^2 c^2 R_\mu = \left(\mu_0 c \sin A + \frac{\sigma_\nu \dot{u}_\nu}{c^2}\right)\sigma_\mu - \frac{\sigma_0^2 \dot{u}_\mu}{c^2}. \tag{5}$$

Si nous contractons par R_μ, il vient

$$\mu_0^2 c^2 R_0^2 = \left(\mu_0 c \sin A + \frac{\sigma_\nu \dot{u}_\nu}{c^2}\right)\sigma_\mu R_\mu - \frac{\sigma_0^2 \dot{u}_\mu R_\mu}{c^2}.$$

Si nous remplaçons R_0^2 par sa valeur, et $\sigma_\mu R_\mu$ et $\dot{u}_\mu R_\mu = -u_\mu \dot{R}_\mu$ par leurs expressions tirées de N 1, on aboutit à une égalité importante :

$$\sigma_\nu \dot{u}_\nu = -\frac{(\mu_0^2 - m_0^2) c^3 \sin A}{\mu_0} = \text{const.} \tag{6}$$

En portant dans (3), on obtient une relation entre les invariants :

$$\boxed{\gamma_0^2 = \frac{(\mu_0^2 - m_0^2)(\mu_0^2 - m_0^2 \sin^2 A) c^6}{\mu_0^2 \sigma_0^2} = \text{const.}}$$

L'accélération — qui est dans l'espace d'inertie — est de grandeur constante. Tenant compte de (6), l'égalité (2) devient

$$\dot{\sigma}_\mu = -\frac{u_\mu(\mu_0^2 - m_0^2) c \sin A}{\mu_0} + u_\mu \mu_0 c \sin A - c g_\mu \sin A,$$

$$\dot{\sigma}_\mu = \left(\frac{u_\mu m_0^2 c}{\mu_0} - c g_\mu\right) \sin A. \tag{7}$$

De même, l'égalité (5) fournit

$$\boxed{R_\mu = \frac{\sigma_\mu \sin A}{\mu_0 c} - \frac{\dot{u}_\mu \sigma_0^2}{m_0^2 c^4}.}$$

En dérivant cette dernière équation, il vient, en tenant compte de (7) et de $\dot{R}_\mu = u_\mu - \mu_0 g_\mu/m_0^2$ (d'après N 1) :

$$u_\mu - \frac{g_\mu \mu_0}{m_0^2} = \left(\frac{m_0^2 c u_\mu}{\mu_0} - c g_\mu\right)\frac{\sin^2 A}{\mu_0 c} - \frac{\sigma_0^2 \ddot{u}_\mu}{m_0^2 c^4},$$

soit

$$\boxed{m_0^2 c^4 (\mu_0^2 - m_0^2 \sin^2 A) u_\mu + \mu_0^2 \sigma_0^2 \ddot{u}_\mu = (\mu_0^2 - m_0^2 \sin^2 A)\mu_0 c^4 g_\mu}$$

qui est l'équation du mouvement. On voit qu'elle est du troisième ordre, comme celle de J. V. Weyssenhoff ([3]). En nous plaçant dans l'espace d'inertie, nous obtenons l'équation de l'hodographe

$$m_0^4 c^4 (\mu_0^2 - m_0^2 \sin^2 A) v_k + \mu_0^4 \sigma_0^2 \frac{d^2 v_k}{dt^2} = 0. \tag{8}$$

L'hodographe est donc plan. Et, puisque v_0^2 et γ_0^2 sont constants, il est constitué par un grand cercle de la sphère de rayon v_0 et parcouru d'un mouvement uniforme.

Le mouvement du centre de matière sera alors également circulaire et uniforme. Il s'effectuera sur un petit cercle de la sphère de rayon R_0 parallèle à l'hodographe. Son plan, son centre et son rayon dépendent des conditions initiales. L'équation (8) fournit immédiatement la vitesse angulaire ω par

$$\boxed{\omega^2 = \frac{m_0^4 c^4 (\mu_0^2 - m_0^2 \sin^2 A)}{\mu_0^4 \sigma_0^2}.}$$

(*) Séance du 7 octobre 1957.

(1) F. Halbwachs, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1298.

(2) Karpman et Raman, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1284.

(3) *Acta Phys. Pol.*, IX, 1947, p. 8.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Solution explicite de la représentation hydrodynamique de l'équation de Pauli dans le cas de l'atome d'hydrogène.* Note (*) de M. **Pierre Hillion**, présentée par M. Louis de Broglie.

On donne les solutions mathématiques de la représentation hydrodynamique de l'équation de Pauli établie dans une Note précédente et appliquée ici à l'atome d'hydrogène.

1. Les relations (7) à (14) de la précédente Note forment deux groupes dont le second [(12) à (14)] est identiquement vérifié par les solutions du premier [(7) à (11)]. L'équation de continuité étant satisfaite, il reste à chercher les solutions des équations ci-dessous renumérotées pour plus de clarté.

$$\vec{v}_1 = -\frac{1}{m}\left\{\frac{\hbar}{2}\left(\overrightarrow{\nabla\psi} + \cos\theta\,\overrightarrow{\nabla\varphi}\right) + \frac{e}{c}\vec{A}\right\}, \tag{1}$$

$$W = \frac{1}{2} m v_1^2 + eV - \frac{\hbar^2}{2m}\frac{\Delta\sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}} + \frac{\hbar^2}{8m}\left\{\left(\overrightarrow{\nabla\theta}\right)^2 + \sin^2\theta\left(\overrightarrow{\nabla\varphi}\right)^2\right\} - \frac{e\hbar}{2mc}\vec{s}.\vec{H}, \tag{2}$$

$$\frac{d\cos\theta}{dt} = \frac{e}{mc}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\vec{s}.\vec{H}\right) + \frac{\hbar}{2m}\left\{\sin^2\theta\,\Delta\varphi + \sin 2\theta\,\overrightarrow{\nabla\theta}.\overrightarrow{\nabla\varphi} + \sin^2\theta\,\overrightarrow{\nabla\varphi}.\frac{\overrightarrow{\nabla\rho}}{\rho}\right\}, \tag{3}$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{e}{mc}\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\vec{s}.\vec{H}\right) + \frac{\hbar}{2m}\left\{\frac{\Delta\theta}{\sin\theta} + \frac{\overrightarrow{\nabla\rho}}{\rho}.\frac{\overrightarrow{\nabla\theta}}{\sin\theta} - \cos\theta\left(\overrightarrow{\nabla\varphi}\right)^2\right\}. \tag{4}$$

2. La recherche des solutions est basée sur l'identité de deux représentations du spineur Ψ de Pauli à deux composantes : ([1]), ([2])

$$\Psi = A(r)\begin{pmatrix} \cos\frac{\theta}{2}\exp\frac{i}{2}(\psi+\varphi) \\ i\sin\frac{\theta}{2}\exp\frac{i}{2}(\psi-\varphi) \end{pmatrix} e^{-\frac{i}{\hbar}Wt}, \tag{5}$$

$$\Psi = \frac{R_{nl}(\sigma)}{\sqrt{2l+1}}\begin{pmatrix} \sqrt{l+k}\ P_l^{k-\frac{1}{2}}(\theta')\exp i\left(k-\frac{1}{2}\right)\varphi' \\ \sqrt{l-k+1}\,P^{k+\frac{1}{2}}(\theta')\exp i\left(k+\frac{1}{2}\right)\varphi' \end{pmatrix} e^{-\frac{i}{\hbar}Wt}, \tag{6}$$

n, l, k, m_0, nombres quantiques usuels $k = m_0 + (1/2)$;
θ, φ, ψ, angles d'Euler;
r, θ', φ', coordonnées polaires;

$$R_{nl}(\sigma) = \left\{\left(\frac{2}{na_0}\right)^3\frac{(n-l-1)!}{2n(n+l)^3}\right\}^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\sigma}{2}}\sigma^l L_{n+l}^{2l+1}(\sigma), \qquad \sigma = \frac{2r}{na_0}, \qquad a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2};$$

$L_{n+l}^{2l+1}(\sigma)$, polynome de Laguerre;
$P_l^{k\pm(1/2)}(\theta')$, polynome de Legendre.

La comparaison de (5) et (6) donne :

$$\dot\psi = 2k\dot\varphi, \tag{7}$$

$$\dot\varphi = -\dot\varphi', \tag{8}$$

$$\operatorname{cotg}\frac{\theta}{2} = \frac{\sqrt{l+k}}{\sqrt{l-k+1}}\,\frac{P_l^{k-\frac{1}{2}}(\theta')}{P_l^{k+\frac{1}{2}}(\theta')}, \tag{9}$$

$$A(\sigma) = \frac{R_{nl}(\sigma)}{\sqrt{2l+1}}\sqrt{(l+k)\left(P_l^{k-\frac{1}{2}}(\theta')\right)^2 + (l-k+1)\left(P_l^{k+\frac{1}{2}}(\theta')\right)^2}. \tag{10}$$

Les relations (7), (8), (9), ont pour conséquence que (3) et (4) sont identiquement vérifiées si $\dot\theta = 0$, ce qui est le cas.

3. En l'absence de champ magnétique :

a. $\qquad v_{1r} = 0, \qquad v_{1\theta'} = 0, \qquad$ donc $\dot\theta' = 0 \qquad$ soit $\dot\theta = 0$

et

$$v_{1\varphi'} = -\frac{\hbar}{2mr\sin\theta'}(2k - \cos\theta).$$

Donc les trajectoires (ou les lignes de courant du fluide) forment une congruence de cercles horizontaux. Le mouvement est circulaire uniforme. La relation $k = m_0 + (1/2)$ conduit à :

1° $\theta = 0$ [$k = m_0 - (1/2)$ conduirait à $\theta = \pi$];

2° $P_{\varphi'} = -m_0\hbar$, condition de quantification dans l'ancienne mécanique quantique;

3° $v_{\varphi'} = 0$ pour $k = 1/2$ (états s) ([3]).

La longueur de la trajectoire $l = 2\pi r \sin\theta' = m_0 \hbar 2\pi / m v_{1\varphi'} = m_0 \lambda$ contient un nombre entier de fois la longueur d'onde comme l'avait suggéré M. de Broglie.

Il existe en outre un mouvement propre [rotation uniforme à cause de (7)] autour d'un axe parallèle à Oz.

b. La relation (2) donnant l'énergie se sépare en deux équations, l'une en r, l'autre en θ', pour donner les niveaux d'énergie de Schrödinger.

$$W = -\frac{me^4}{2n^2\hbar^2}.$$

Dans (2), $-(\hbar^2/2m)(\Delta\sqrt{\rho}/\sqrt{\rho})$ est le potentiel quantique de Madelung et le terme $(\hbar^2/8m)\left[(\vec{\nabla}\theta)^2 + \sin^2\theta(\vec{\nabla}\varphi)^2\right]$ représente l'énergie d'interaction entre les spins de deux particules voisines ([1]).

4. En présence d'un champ magnétique $\vec{H}$ supposé parallèle à Oz, on obtient :

a. Pour la vitesse le théorème classique de Larmor. La congruence des trajectoires est donc inchangée et le mouvement circulaire uniforme.

b. Pour l'énergie, si le champ magnétique est assez faible pour pouvoir négliger H^2 devant H, (2) est encore séparable et

$$W = -\frac{me^4}{2n^2\hbar^2} + (m_0 - 1)\frac{e\hbar H}{2mc},$$

c'est l'effet Zeeman mais prévu d'une façon incorrecte ([4]).

Si H^2 n'est plus négligeable devant H, ou si l'on applique un champ électrique non central E, l'équation (2) n'est plus séparable; il y a réorganisation des niveaux d'énergie. C'est une explication qualitative des effets Paschen-Back et Stark.

5. Il reste à trouver l'interprétation de ces solutions mathématiques.

(*) Séance du 14 octobre 1957.

([1]) BOHM, SCHILLER et TIOMNO, paper A; BOHM et SCHILLER, paper B; *Nuov. Cim*, supp. n° 1, 1955.

([2]) BOHM, *Quantum Theory*, Chap. 17, équ. (73).

([3]) L. DE BROGLIE, *Tentative d'interprétation causale et non linéaire de la mécanique ondulatoire*.

([4]) L. DE BROGLIE, *L'électron magnétique*.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Le graviton et la gravitation en théorie fonctionnelle des corpuscules*. Note de M. **JEAN-LOUIS DESTOUCHES**, présentée par M. Louis de Broglie.

Traits principaux de la théorie fonctionnelle non linéaire du corpuscule de spin maximum 2; les champs associés; potentiels de gravitation de ce corpuscule. Connexion avec la relativité générale et les théories unitaires.

1. Partons de l'hypothèse qu'un corpuscule est représenté par une fonction u

solution d'une équation

$$(1) \qquad \mathcal{E}(u, \nabla) = Q(u, \nabla),$$

où $\mathcal{E}(\psi, \nabla) = 0$ est l'équation linéaire (avec des composantes) de la mécanique ondulatoire du problème correspondant, et $Q(u, \nabla)$ un terme non linéaire à composantes. Considérons un corpuscule fondu de spin maximum 2. Nous pouvons développer sa fonction d'onde physique u sur la base des opérateurs fondamentaux de ce corpuscule comme on le fait dans la théorie linéaire développée autrefois par MM. Louis de Broglie, G. Petiau, Mme Tonnelat :

$$(2) \qquad u_{iklm} = \sum_{\alpha\beta}^{16} [(\mathfrak{m}^\alpha \mathfrak{n}^\beta + \mathfrak{m}^\beta \mathfrak{n}^\alpha)\, \Phi_{(\alpha\beta)} + (\mathfrak{m}^\alpha \mathfrak{n}^\beta - \mathfrak{m}^\beta \mathfrak{n}^\alpha)\, \Phi_{[\alpha\beta]}] \qquad (\alpha, \beta = 1, \ldots, 16),$$

en posant

$$(\mathfrak{m}^\mu)_{ilpr} =_d (\gamma_\mu)_{ip} \cdot \delta_{lr}, \qquad (\mathfrak{n}^\mu)_{ilpr} = (\gamma_\mu)^+_{rl} \cdot \delta_{ip}$$

et l'on peut d'une manière semblable développer le terme non linéaire Q sur la même base.

2. Si l'on porte les développements (2) dans l'équation (1), on obtient pour les champs Φ des équations que l'on peut grouper ainsi : 1° des équations (S_2) correspondant à la valeur 2 (et 0) du spin ; 2° des équations (S_1), (S'_1), (S''_1) correspondant à la valeur 1 du spin (photons); 3° des équations (S'_0), (S_0) correspondant à la valeur 0 du spin. On a

$$(S_2) \qquad \begin{cases} \partial_\mu \Phi_{(\nu\rho)} - \partial_\nu \Phi_{(\mu\rho)} = -M\Phi_{[\mu\nu]\rho} - Q_{[\mu\nu]\rho}, \\ \partial^\rho \Phi_{[\rho\mu]\nu} = -M\Phi_{(\mu\nu)} - Q_{(\mu\nu)}, \\ \partial_\mu \Phi_{[\rho\sigma]\nu} - \partial_\nu \Phi_{[\rho\sigma]\mu} = M\Phi_{([\mu\nu][\rho\sigma])} + Q_{([\mu\nu][\rho\sigma])}. \end{cases}$$

Pour un groupe quelconque A d'indices et de parenthèses on a avantage à poser

$$\chi_A =_d M\Phi_A + Q_A \qquad \left(M = \frac{1}{\hbar}\mu_0 c\right),$$

μ_0 étant la masse du corpuscule fondu. Le groupe (S'_0) a la forme

$$\partial_\mu \Phi' = -{}_+\chi'_\mu; \qquad \partial^\rho{}_+\Phi'_0 = -\chi; \qquad \partial_{\mu+}\Phi'_\nu = \partial_{\nu+}\Phi'_\mu = {}_+\chi_{(\mu\nu)}.$$

Du groupe (S_2) on peut extraire un groupe (S''_0) de structure analogue à (S'_0) :

$$\partial_\mu \Phi_{\rho\rho} = -\chi^0_{[\mu\rho]\rho}; \qquad \partial^\mu \Phi_{[\mu\rho]\rho} = -\chi_{(\rho\rho)}; \qquad \partial_\mu \Phi_{[\nu\rho]\rho} = \chi_{([\mu\rho][\nu\rho])} + \chi_{(\mu\nu)}$$

en posant $\chi^0_{[\mu\rho]\rho} =_d \chi_{(\mu\rho)\rho} + (1/M)\,\partial^\rho Q_{(\mu\rho)}$. Par des définitions convenables ces équations prennent la forme (S'_0).

Chacun des champs Φ_A ou χ_A satisfait à une équation de propagation de la forme

$$\Box \Phi_A = M^2 \Phi_A + \mathcal{Q}(\Phi_A); \qquad \Box \chi_A = M^2 \chi_A + \mathcal{Q}(\chi_A),$$

où $\mathfrak{L}(\Phi_A)$ et $\mathfrak{L}(\chi_A)$ désignent des expressions analytiques des Q_β qui dépendent de la grandeur Φ_A ou χ_A considérée et qu'on calcule aisément dans chaque cas.

3. Le corpuscule de spin 2 est à rattacher à la gravitation. Les potentiels de gravitation microscopiques $g_{(\mu\nu)}$ seront définis par les conditions suivantes : 1° *les* $g_{(\mu\nu)}$ *sont des fonctions de l'onde physique u d'un corpuscule de spin maximum 2, à indices symétriques.* 2° *Les* $g_{(\mu\nu)}$ *sont des fonctions linéaires de l'onde physique u et du terme non linéaire Q de l'équation* (1).

De ces conditions il résulte que $g_{(\mu\nu)}$ *est une combinaison linéaire de deux des termes pris parmi* $\Phi_{(\mu\nu)}$, $\chi_{(\mu\nu)}$, $Q_{(\mu\nu)}$ *et de deux des termes pris parmi* $\Phi_{([\mu\rho][\nu\rho])}$, $\chi_{([\mu\rho][\nu\rho])}$, $Q_{([\mu\rho][\nu\rho])}$. Mais de (S_2) résulte une équation entre $\chi_{(\mu\nu)}$ et $\chi_{([\mu\rho][\nu\rho])}$, donc on peut diminuer de un le nombre des termes figurant dans $g_{(\mu\nu)}$ et ainsi réduire à trois termes. On pose encore : 3° *la divergence de* $g_{(\mu\nu)}$ *n'est pas nulle en général, même à l'approximation linéaire.* 4° *La liaison entre* $g_{(\mu\nu)}$ *et les divers champs* χ *et* Φ *doit être la plus simple possible.* Ceci conduit à

$$g_{(\mu\nu)} = \mathrm{A}\chi_{([\mu\rho][\nu\rho])} + \mathrm{B}Q_{(\mu\nu)}$$

et les formules de liaison sont les plus simples pour $\mathrm{B} = \mathrm{A}$; la constante A est fixée par le rapport des unités de potentiel de gravitation et de champ $\chi_{([\mu\rho][\nu\rho])}$; on peut les choisir pour $\mathrm{A} = 1$. Les $g_{(\mu\nu)}$ apparaissent comme les composantes d'un champ tensoriel associé à l'onde u d'un corpuscule de spin 2 se propageant dans l'espace de Minkowski. Les identités de Bianchi ont lieu.

4. On peut alors considérer $g_{(\mu\nu)}$ comme le tenseur fondamental d'un espace de Riemann à métrique complexe (ou bien $g_{(\mu\nu)} + g^{*}_{(\mu\nu)}$ comme tenseur fondamental d'un espace de Riemann réel) et définir des quantités $g^{(\mu\nu)}$, $\Gamma_{\mu\nu,\sigma}$, $\Gamma^{\alpha}_{\mu\sigma}$, $R_{([\mu\nu][\rho\sigma])}$, $R^{\varepsilon}_{\mu\nu\sigma}$, $R_{\mu\nu}$. On peut alors imposer la loi de la gravitation de la relativité générale

$$R_{\mu\nu} = \lambda g_{\mu\nu}.$$

Par raccordement avec l'approximation linéaire, on a encore $\lambda = -(1/2)\mathrm{M}^2$. Cette loi vient déterminer en partie les termes non linéaires Q demeurés jusqu'ici indéterminés, de même que la loi d'extrémum de Born et Infeld détermine les termes Q de la partie électromagnétique.

5. La théorie fonctionnelle du corpuscule de spin maximum 2 fournit donc une théorie unitaire microscopique de la gravitation et de l'électromagnétisme non linéaire. On doit la relier à la théorie unitaire d'Einstein dans un espace à connexion affine (au lieu de se limiter à la gravitation); les formules de cette théorie viennent alors déterminer la forme des termes non linéaires Q et l'on a ainsi une théorie microscopique unitaire de la gravitation et de l'électromagnétisme, des corpuscules et des champs, qui peut fournir la base d'une théorie unifiant les théories quantiques et les théories relativistes généralisées. Ceci constitue le premier pas vers l'édification de la théorie générale des champs que M. Louis de Broglie a indiquée comme objectif à atteindre.

MÉTROLOGIE. — *La meilleure moyenne*. Note (*) de M. **Pierre Vernotte**, présentée par M. Albert Pérard.

Par opposition à la moyenne arithmétique, on montre les avantages d'une moyenne pondérée par les coefficients du binome.

Nous avons antérieurement ([1]) indiqué que la seule méthode, vraiment authentique, de corriger l'imprécision des mesures, consisterait à tirer parti de la propriété générale de régularité possédée sûrement par les lois physiques, mais que, devant l'impossibilité matérielle où l'on se trouve actuellement, le plus sage était, sans doute, de déterminer, en chaque point de la courbe, la grandeur physique que l'on doit en déduire et d'appliquer ensuite une opération de moyenne à l'ensemble des valeurs obtenues. La solution — forcément imparfaite, mais on ne peut faire mieux — consistera à adopter la moyenne la plus judicieuse.

Il faut rejeter la moyenne arithmétique. En effet, si la quantité à modérer apparaît sous la forme $(y_{i+1}, -y_i)$, — et cela arrive en particulier dans le calcul ([2]) de la dérivée expérimentale —, une telle moyenne aboutirait simplement à ne conserver que les valeurs extrêmes ; d'autre part, si l'on veut identifier en moyenne, sur un intervalle d'étendue variable, une donnée expérimentale et une représentation théorique, cette moyenne faisant jouer le même rôle à toutes les ordonnées, si l'on fait passer une ordonnée extrême d'un intervalle à un intervalle contigu, le calcul est profondément modifié ([3]) : il faudrait que l'ordonnée extrême n'intervînt qu'à peine ; d'ailleurs, il est dans l'ordre de donner moins d'importance aux ordonnées vers les bords de l'intervalle expérimental, où elles sont moins sûres.

On pense à une moyenne pondérée par les coefficients du binome

$$z_k = (y_k + C_n^1 y_{k+1} + C_n^2 y_{k+2} + \ldots + y_{k+n}) : 2^n. \quad (1)$$

Elle fait jouer surtout les ordonnées centrales et peu les ordonnées extrêmes; peut-être son caractère apparaît-il *a priori* comme trop sélectif, mais son emploi se justifie par ses autres propriétés. D'abord, elle a certainement une signification profonde, car c'est l'opération inverse de cette opération fondamentale qu'est la différentiation successive, et le fait d'être obtenue par sommation successive rend son calcul progressif très facile.

Ne rentrant pas dans le type spécial de moyenne que nous avons indiqué ([4]), une telle modération, qui est rigoureuse quand on l'applique à une expression théoriquement constante ou linéaire, ne donne, appliquée à une fonction expérimentale $f(x)$, les valeurs de $f(x+n:2)$ qu'avec une légère erreur [polynome de degré $(d-2)$ si f est de degré d], mais l'erreur est bien plus faible qu'avec la moyenne arithmétique.

Mais c'est surtout pour dégager une valeur moyenne, dans une suite de nombres, que la pondération binomiale est avantageuse, ainsi qu'on va le montrer.

On pourrait représenter, sur l'intervalle expérimental, l'erreur ε par un développement en série de Fourier : nous l'avons fait nous-même ([5]) et en avons déduit des propriétés intéressantes. En fait, il n'en faut pas abuser, car il n'y a là qu'un procédé de calcul absolument dénué de signification physique.

Pour étudier une irrégularité ε_x, il faut, au contraire, la développer en périodes de plus en plus longues, selon une formule

$$\varepsilon_x = \mathcal{R}\left[\sum_{p=2}^{p=\infty} A_p e^{\frac{2\pi x}{p} i}\right]. \tag{2}$$

On généralise ainsi la notion d'erreur par excès et par défaut ($p=2$). L'amplitude A_p est la quantité complexe $(a_p + ib_p)$.

Le calcul montre que l'erreur résiduelle est

$$\varepsilon'_x = \sum \left[a_p \cos\frac{2\pi}{p}\left(x+\frac{n}{2}\right) - b_p \sin\frac{2\pi}{p}\left(x+\frac{n}{2}\right)\right]\cos^n\frac{\pi}{p}.$$

Elle décroît très vite quand augmente le nombre n d'éléments, sur lesquels ont fait porter la moyenne. Elle est toujours nulle relativement à la composante $p=2$. Les composantes d'ordre élevé (π/p petit) sont moins amorties, mais dans le cas d'erreurs accidentelles, leur amplitude est très faible : on mettra donc facilement en évidence une erreur systématique (valeur de p assez moyenne, amplitude relativement importante); nous en avons donné récemment un exemple ([6]).

La composante d'ordre p a pour période p. L'erreur résiduelle relative aux composantes d'ordre $\leq$ P sera donc exactement nulle, si la moyenne porte sur un nombre d'éléments égal à P ! Ceci montre la pauvreté véritable de la plupart des documents expérimentaux.

On peut appliquer aussi la pondération binominale au lissage pur et simple d'une courbe expérimentale quand, faute d'une théorie suffisamment avancée, on se contente de chercher, pour elle-même, une courbe régularisée. Le calcul se fait en constituant le tableau de la sommation successive d'ordre n : il faut ensuite diviser par 2^n les éléments de la $(n+1)^{\text{ième}}$ colonne, mais, à chaque sommation, le nombre des éléments diminue d'une unité : lors des sommations d'ordre impair, on extrapole un élément en deça du premier, d'après la différence entre le premier et le second, et un élément au-delà du dernier, d'après la différence entre le dernier et l'avant-dernier. Cette extrapolation est un peu incertaine et, par suite, les retouches apportées vers les extrémités de l'intervalle expérimental sont moins sûres, mais c'est dans l'ordre, comme on l'a dit. Un tel lissage est satisfaisant, si on ne lui demande qu'une meilleure connais-

sance de la loi expérimentale elle-même : ce serait une erreur de la soumettre ensuite à une analyse profonde.

(*) Séance du 21 octobre 1957.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1226.

(2) *Publ. Scient. techn. Min. Air*, série grise, n° 319, p. 315.

(3) *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 735.

(4) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1697.

(5) *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1866.

(6) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2361.

ACOUSTIQUE. — *Appareil pour mesurer l'amortissement de propagation des ultrasons dans les liquides.* Note de M. **Gaston Laville**, présentée par M. Eugène Darmois.

L'appareil, destiné à l'étude de liquides très absorbants, satisfait aux conditions énoncées dans une Note antérieure (1). On a réduit au maximum le volume de la cuve rendue très étroite. *A priori* il n'était pas sûr que le

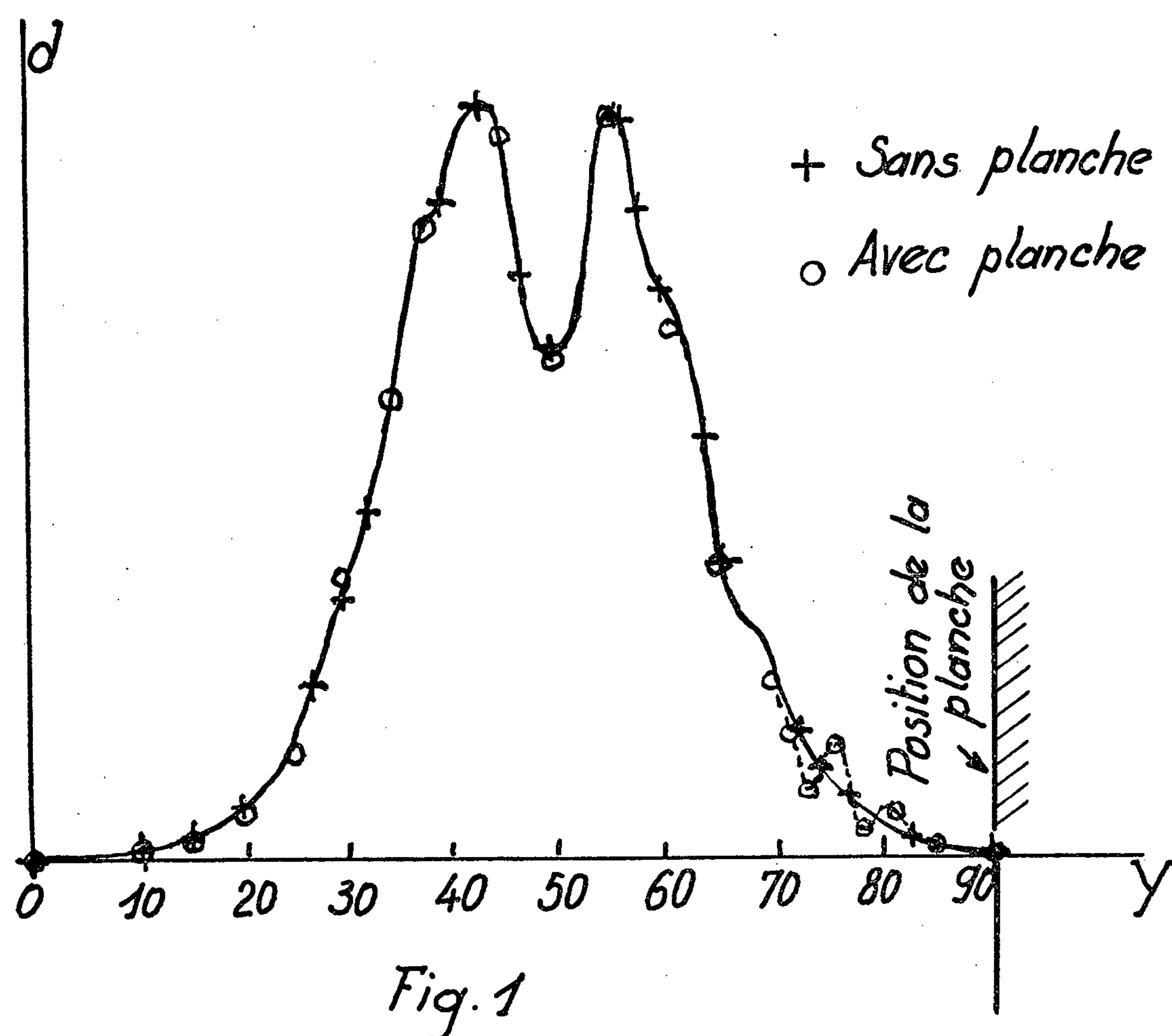
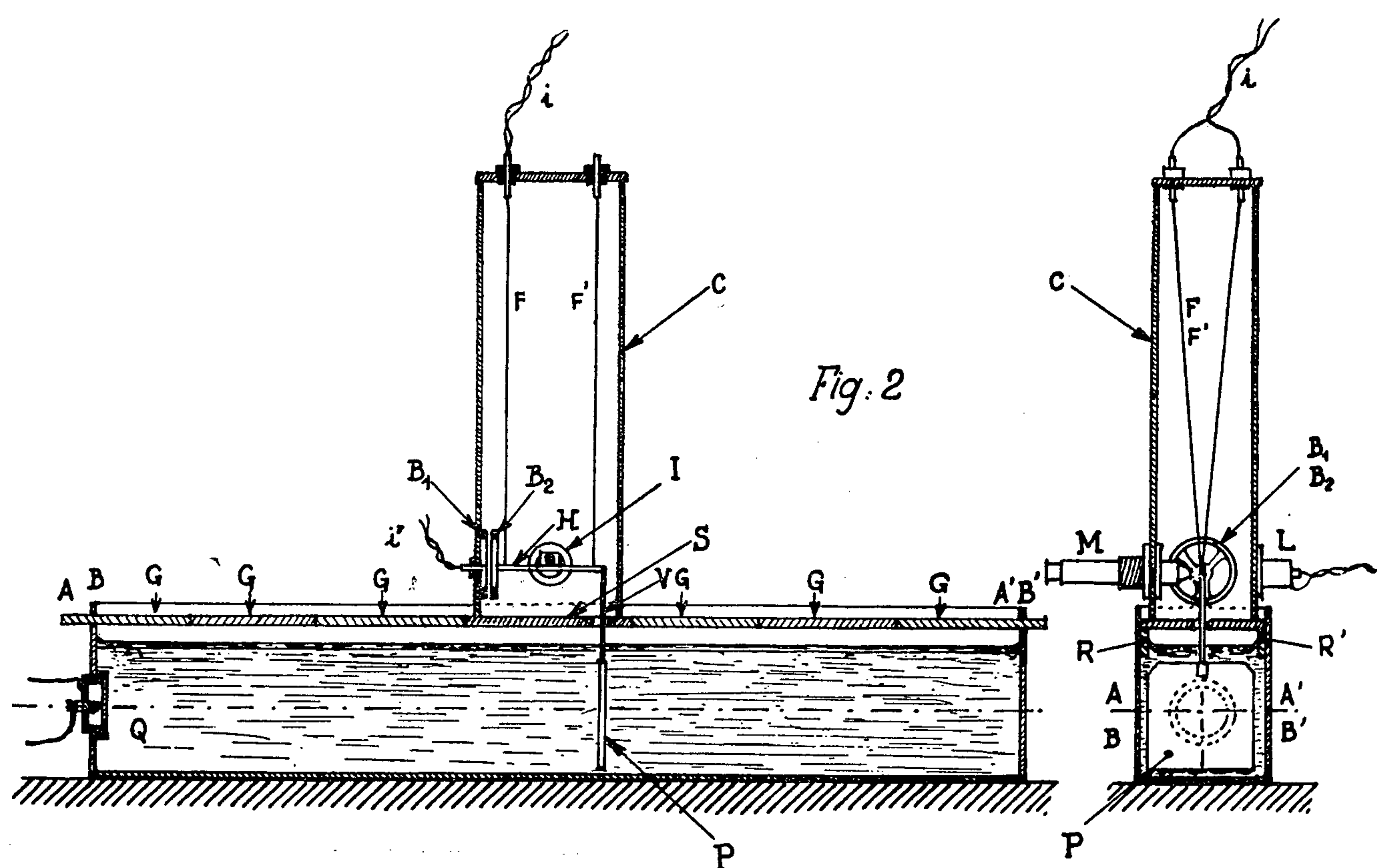


Fig. 1

faisceau sonore restât le même que dans une cuve large. Pour en décider on a relevé la coupe du solide de diffraction dans l'eau de la large cuve

(N = 3,410 MHz, x = 560 mm) comme décrit plus haut [1]. Ayant ensuite disposé parallèlement au faisceau et le touchant juste une planche placée comme le sera dans la cuve étroite une des parois latérales on a relevé la coupe du nouveau solide. La figure 1, où ces deux courbes sont superposées, montre que la planche ne modifie le solide qu'à son voisinage. Les petites ondulations sont des franges de Fresnel. Elles n'affectent pas le volume du solide et disparaissent si l'on éloigne la planche de quelques millimètres. On en conclut qu'une cuve de 10 × 10 cm de section suffit.

L'appareil (*fig.* 2), entièrement en glaces assemblées à l'araldite, comprend deux parties : la cuve et ses glissières; la cage avec l'équipage.



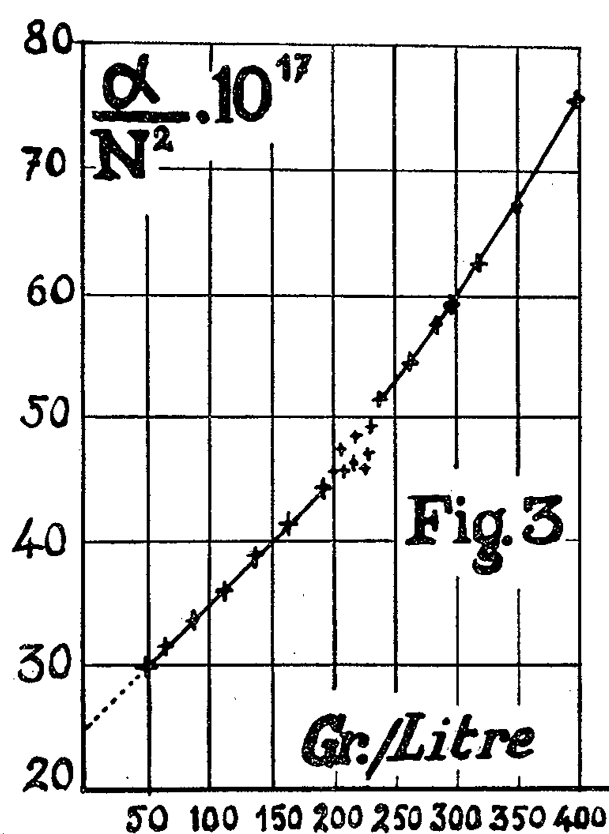
La cuve ABA'B' est un parallélépipède (longueur 80 cm, largeur 11 cm, hauteur 14 cm; contenance 9,6 l). Sur ses parois intérieures sont collées deux bandes de glace R, R' formant glissières.

La cage C repose par une semelle de glace, S, sur les glissières. Elle soutient par deux fils de cuivre fins en V l'équipage de la palette P dont le mouvement est une translation [1]. La tige H est prolongée à l'arrière par la tige verticale V qui supporte P et traverse la semelle par un trou de quelques millimètres qui limite la course de P. A l'avant H porte une bobine plate B_2 (diamètre 6 cm, 150 tours de fil de 5/100ᵉ mm) parcourue par un courant i qui lui arrive par les fils F. En face, fixée à la cage, une bobine B_1 (même diamètre, 800 tours de fil) est parcourue par un courant i'. L'ensemble B_1, B_2 est un électrodynamomètre exerçant sur l'équi-

page une attraction *kii'*. Un fil d'araignée I, fixé à H, est visé par un microscope à micromètre oculaire M solidaire de la cage.

Nous employons une méthode de zéro qui consiste à compenser la poussée de la pression de radiation sur la palette par l'attraction de l'électrodynamomètre sur l'équipage. Un même manipulateur commande des relais qui, simultanément, établissent la pression de radiation et envoient les courants de compensation i et i' préparés à l'avance. L'image du fil I sur le micromètre ne bouge pas si ii' a la valeur convenable qui mesure la pression de radiation en unités arbitraires. L'avantage du procédé est que chaque essai ne demande qu'une fraction de seconde, temps trop faible pour que le « vent du quartz » parvienne à la palette et que le liquide s'échauffe sensiblement par l'absorption des ultrasons. On peut donc, sans perdre de temps, multiplier les essais et les vérifier.

Nous avons essayé l'appareil sur des solutions de sucre dans l'eau pour des concentrations variant de 50 à 400 g/l afin de faire varier l'amortissement dans de larges limites ($N = 8014$ MHz, $t = 20^\circ$ C). La courbe de la figure 3 traduit les résultats.



Entre 50 et 190 g/l la courbe est sensiblement une droite, d'ordonnée à l'origine 25, valeur qui correspondrait à l'eau pure d'après les résultats les plus sûrs.

Entre 190 et 240 g/l on rencontre une région troublée où les points sont aberrants. Au-delà la courbe redevient régulière. Elle est ainsi constituée par deux portions régulières qui ne se raccordent pas et sont séparées par une région troublée où l'absorption semble anormale.

Ce phénomène qu'on peut attribuer à des associations complexes de

sucre et d'eau doit se manifester pour d'autres propriétés physiques (viscosité, indice de réfraction, etc.).

Des expériences en cours semblent vérifier cette hypothèse.

(1) B. LABORY et G. LAVILLE, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1401.

SEMI-CONDUCTEURS. — *Préparation et quelques propriétés électriques de couches minces de* InSb. Note de M. **CONSTANTIN PAPARODITIS**, présentée par M. Gaston Dupouy.

On a préparé par évaporation thermique dans le vide d'une pompe à diffusion des couches minces de InSb sur mica. On est parti d'un composé stœchiométrique de type *n* (1) ayant une concentration d'impuretés 5.10^{-14} cm^{-3} (résistivité $\rho = 7.10^{-3}$ cm; coefficient de Hall, $R_H = 400$ cm^3/A. s. à 300° K). Les couches (*fig.* 1) ont la forme de

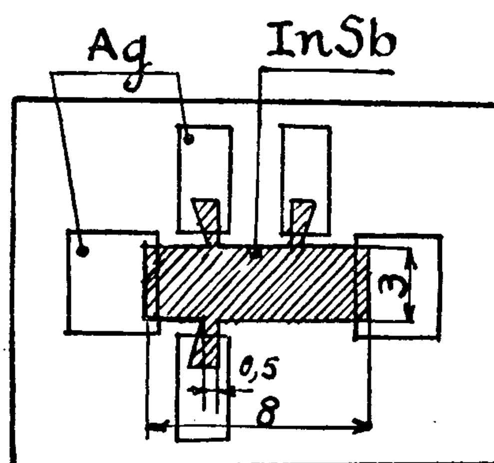


Fig. 1. — Forme des échantillons.

rectangles de 8×3 mm. Les contacts sont assurés par des bandes d'argent évaporé. Le dépôt des couches était suivi d'un recuit sous circulation d'argon à des températures variant entre 150 et 400° C. Dans notre mode de préparation, la stabilité des propriétés était obtenue après un recuit d'une heure environ.

On a mesuré la résistivité et l'effet Hall, à température ambiante, de couches d'épaisseur 200, 700 à 780, 1200 à 1700 Å. Le champ pour la mesure de l'effet Hall était H = 6 700 Oe. Toutes les couches sont de type *n*. Les figures 2 et 3 donnent les tracés des courbes expérimentales. On remarquera que pour des températures de recuit comprises entre 230 et 280° C, on obtient des valeurs *maxima pour* ρ *et* R_H, avec des chutes très brusques en dehors de cet intervalle de température de recuit. Les couches recuites entre 230 et 280° C présentent toutes les caractéristiques d'un semi-conducteur. En particulier, des mesures faites entre 77 et 360° K montrent un comportement de ρ et R_H, en fonction de T, identique à

celui du composé massif (1). A l'air liquide, le signe de l'effet Hall est tantôt positif, tantôt négatif; sa valeur absolue révèle une concentration en porteurs de charge dans la zone d'exhaustion supérieure ou égale à 2.10^{17} cm^{-3}. Aux basses températures, la magnétorésistance a été observée. Le régime intrinsèque apparaît pour les températures comprises entre 300 et 360° K selon les échantillons.

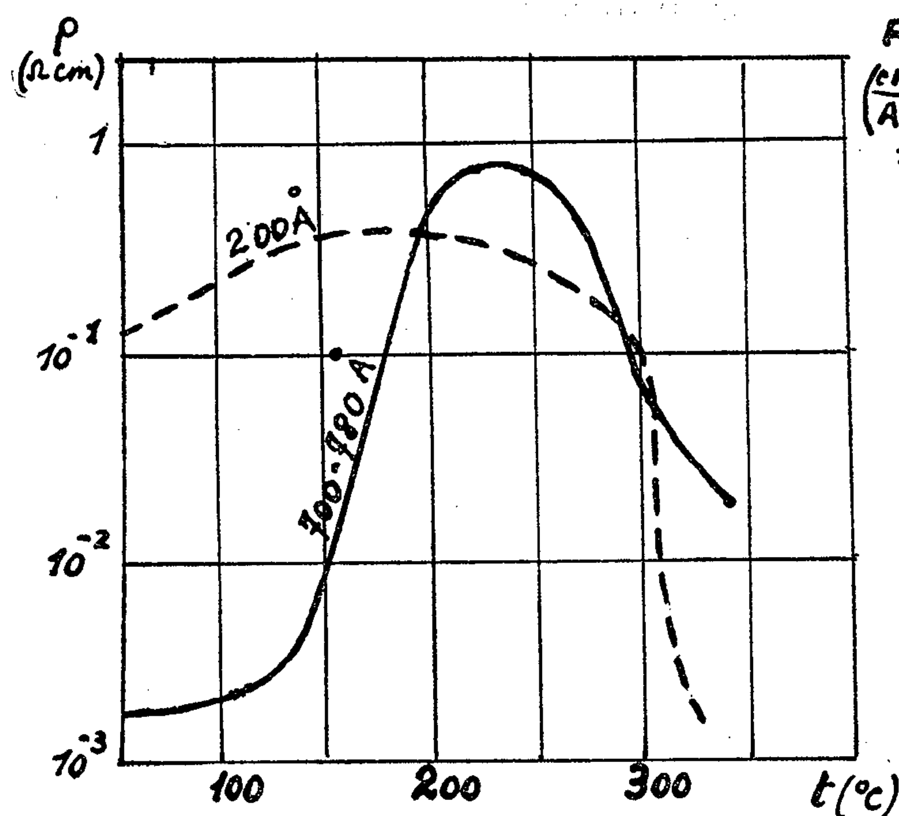


Fig. 2.

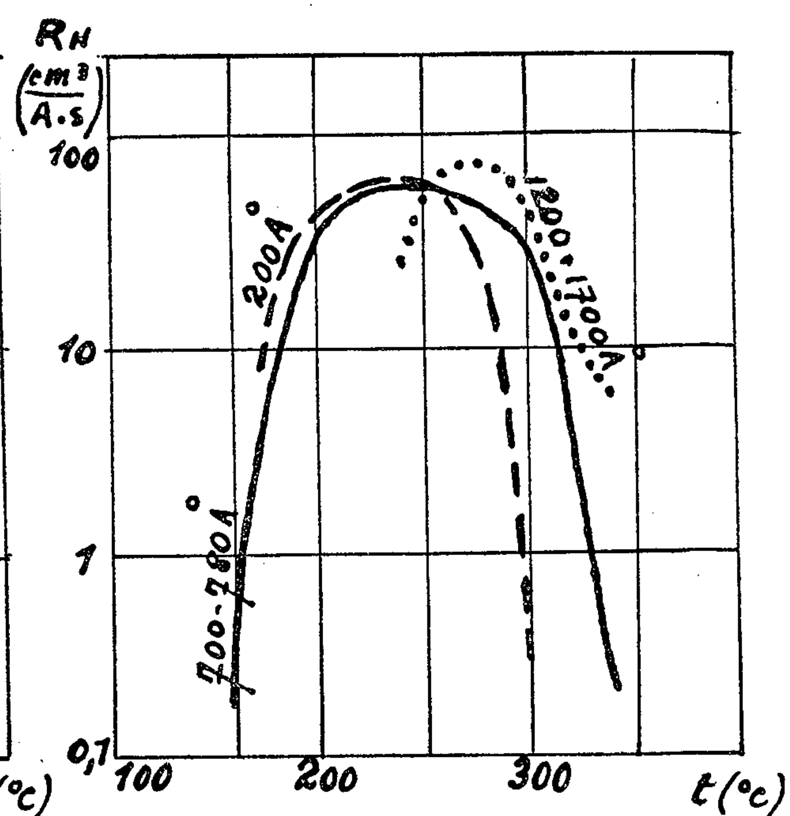


Fig. 3.

Fig. 2. — Résistivité des couches en fonction de la température.
Fig. 3. — Constante de Hall en fonction de la température.

On a cherché à relier ce comportement électrique à la structure déterminée par les rayons X. Le diagramme de Debye-Scherrer présente, pour la couche non recuite, les raies du composé avec des traces des éléments In et Sb. Pour le recuit à 280° C, ces traces ont disparu et l'on n'a que les raies du composé. Pour le recuit à 350° C, on voit réapparaître de faibles traces des éléments. Il semble donc qu'il y ait, pendant l'évaporation, dissociation d'une petite partie du composé, dans le creuset, en ses éléments, due à la différence des tensions de vapeur respectives. Si l'on considère aussi les différences des vitesses d'évaporation des deux éléments, il est possible que la couche présente, dans le sens de l'épaisseur, une hétérogénéité de composition conduisant à une conductivité métallique plus marquée pour les couches les plus épaisses. Le recuit favorise la diffusion et, entre 230 et 280° C, la couche acquiert une composition stœchiométrique homogène. Pour les températures de recuit supérieures, il est probable que nos méthodes actuelles de préparation ne soient plus satisfaisantes.

On a examiné aussi en microscopie électronique des couches sur un

support de sel gemme. On peut constater un aspect cristallin, certains grains présentent des mâcles et la grosseur des grains est de l'ordre de 400 Å. Toutes les précautions ont été prises pour réduire au minimum l'action du faisceau électronique.

De la valeur de la mobilité $\mu = R_H/\rho$, on peut déduire que le libre parcours moyen est de l'ordre de 30 Å pour les couches traitées à 280° C. Ce nombre est très inférieur aussi bien à la grandeur du libre parcours moyen de In Sb massif qu'à l'épaisseur des couches. La faible mobilité semble être surtout reliée à la structure des couches.

(1) M. Rodot, P. Duclos, F. Köver et H. Rodot, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2522.

RÉSONANCE NUCLÉAIRE. — *L'effet Overhauser dans les liquides.* Note de M. **Joseph Seiden**, présentée par M. Louis de Broglie.

Considérons un liquide contenant des spins nucléaires $\vec{I}$ et des spins électroniques $\vec{S}$ (des impuretés paramagnétiques par exemple) couplés entre eux par interaction dipôle-dipôle. Il est bien connu que la saturation de la raie de résonance magnétique électronique modifie la polarisation nucléaire : c'est l'effet Overhauser. Par contre, il n'existe pas d'effet Overhauser dans un cristal diamagnétique contenant des impuretés paramagnétiques lorsque le couplage noyaux-électrons est du type dipôle-dipôle. Si l'on considère ce cristal comme un liquide de viscosité très grande, et si l'on admet que l'intensité de l'effet Overhauser dans un liquide est une fonction continue des paramètres qui fixent les mouvements moléculaires dans ce liquide, on doit en conclure que la polarisation nucléaire obtenue dans un liquide par saturation de la résonance électronique dépend des fréquences caractéristiques du mouvement brownien. C'est ce que nous allons montrer, ici.

1. L'hamiltonien du système comprenant un noyau de rapport gyromagnétique γ et un électron placés dans un champ magnétique H_0 constant dirigé suivant l'axe Oz est

$$\mathcal{H} = -\gamma\hbar H_0 I_z + 2\beta H_0 S_z + W_D + W_E, \tag{1}$$

β est le magnéton de Bohr. W_D est l'énergie de couplage dipôle-dipôle entre le noyau et l'électron. W_E est le couplage qui associe l'électron au réseau (par exemple un couplage spin-orbite) et qui provoque la relaxation du spin électronique. Par suite du mouvement brownien, W_D et W_E sont des opérateurs fonctions aléatoires stationnaires du temps.

L'hamiltonien (1) suppose que la concentration en impuretés paramagnétiques dans le liquide est suffisante pour que les spins nucléaires se relaxent

principalement par l'intermédiaire de leur couplage W_D avec les spins électroniques. Pour simplifier les calculs, nous prendrons $I = S = 1/2$.

Les états propres de la partie statique $-\gamma\hbar H_0 I_z + 2\beta H_0 S_z$ de l'hamiltonien $\mathcal{H}$ sont $|ab)$, où a et b prennent indépendamment les valeurs $\pm 1/2$. En abrégé, ce sont donc les états $|--)$, $|-+)$, $|+-)$, $|++)$, le premier signe se rapportant au spin nucléaire et le second au spin électronique. La perturbation $W_D + W_E$ induit entre ces états des transitions. Nous désignerons par $W_{(ab,cd)}$ la probabilité de la transition $|ab) \to |cd)$ par unité de temps si la température du liquide était infinie. En général, on pourra considérer le liquide à une température T finie comme un thermostat à cette température T, les probabilités $W_{(ab,cd)}$ devront alors être pondérées à l'aide de facteurs de Boltzmann convenables.

Désignons par $N(ab)$ la probabilité que le système soit dans l'état $|ab)$, on aura alors

$$(2)\quad \left\{\begin{aligned} \frac{dN(--)}{dt} = & -N(--)[W_{(--,-+)}e^{-\Delta} + W_{(--,+-)}e^{\delta} + W_{(--,++)}e^{-\Delta+\delta} + V_{(--,-+)}] \\ & + N(-+)[W_{(-+,--)}e^{\Delta} + V_{(-+,--)}] \\ & + N(+-)W_{+-,--)}e^{-\delta} + N(++)W_{(++,--)}e^{\Delta-\delta}, \\ \frac{dN(-+)}{dt} = & -N(-+)[W_{(-+,--)}e^{\Delta} + W_{(-+,++)}e^{\delta} + W_{(-+,+-)}e^{\Delta+\delta} + V_{(-+,--)}] \\ & + N(--)[W_{(--,-+)}e^{-\Delta} + V_{(--,-+)}] \\ & + N(++)W_{(++,-+)}e^{-\delta} + N(+-)W_{(+-,-+)}e^{-\Delta-\delta} \end{aligned}\right.$$

et deux équations analogues pour $dN(+-)/dt$ et $dN(++)/dt$.

On a posé

$$\hbar\Omega = 2\beta H_0, \qquad \omega = \gamma H_0, \qquad \Delta = \frac{\hbar\Omega}{2kT}, \qquad \delta = \frac{\hbar\omega}{2kT};$$

$\Delta > 0$, $\delta > 0$ si $\gamma > 0$. Les $V_{(a\pm,\, a\mp)}$ désignent les probabilités par unité de temps des transitions induites par le champ magnétique oscillant à la fréquence cyclique Ω et destiné à saturer la résonance électronique. A la saturation, $V_{(a\pm,\, a\mp)} \to \infty$. Lorsque l'état de régime est alors établi, on aura

$$\frac{dN(--)}{dt} = \frac{dN(-+)}{dt} = \frac{dN(+-)}{dt} = \frac{dN(++)}{dt} = 0$$

et il en résulte nécessairement que

$$N(--) = N(-+), \qquad N(+-) = N(++).$$

Les populations des niveaux nucléaires (+) et (—) sont donc respectivement

$$N(++) + N(+-) = 2N(++) \qquad \text{et} \qquad N(-+) + N(--) = 2N(--).$$

Ajoutons les deux équations (2) membre à membre, il vient

$$(3)\qquad \frac{N(++)}{N(--)} = \frac{[W_{(--,+-)} + W_{(-+,++)}]e^{\delta} + W_{(--,++)}e^{-\Delta+\delta} + W_{(-+,+-)}e^{\Delta+\delta}}{[W_{(+-,--)} + W_{(++,-+)}]e^{-\delta} + W_{(++,--)}e^{\Delta-\delta} + W_{(+-,-+)}e^{-\delta-\Delta}}$$

qui traduit l'effet Overhauser. On remarquera que (3) ne contient pas les probabilités $W_{(a\pm,\, a\mp)}$ des transitions de relaxation des spins électroniques.

2. On a

$$W_D = -2\beta\gamma\hbar(A+B+C+D+E+F),$$

avec

$$B = -\frac{r^{-3}}{4}[I_+S_- + I_-S_+](1-3\cos^2\theta),$$

$$C = -\frac{3r^{-3}}{2}[I_+S_z + I_zS_+]\sin\theta\cos\theta\, e^{-i\varphi}, \qquad D = C^*,$$

$$E = \frac{3}{4}r^{-3}I_+S_+\sin^2\theta\, e^{-2i\varphi}, \qquad F = E^*,$$

$\vec{r}(r, \theta, \varphi)$ est le rayon vecteur qui joint le noyau à l'électron.

Il résulte des règles de sélection des opérateurs B, C, D, E, F que

$$(4)\quad \begin{cases} W_{(--,+-)} = W_{(-+,++)} \sim \displaystyle\int_{-\infty}^{+\infty} \overline{(--\,|\,C(t)\,|\,+-)\,(+-\,|\,D(o)\,|\,--)}\, e^{i\omega t}\, dt, \\ W_{(--,++)} \sim \displaystyle\int_{-\infty}^{+\infty} \overline{(--\,|\,E(t)\,|\,++)\,(++\,|\,F(o)\,|\,--)}\, e^{i(\omega-\Omega)t}\, dt, \\ W_{(-+,+-)} \sim \displaystyle\int_{-\infty}^{+\infty} \overline{(-+\,|\,B(t)\,|\,+-)\,(+-\,|\,B(o)\,|\,-+)}\, e^{i(\Omega+\omega)t}\, dt. \end{cases}$$

Pour évaluer les $W_{(ab,cd)}$ de façon approchée, nous ferons les hypothèses simplificatrices suivantes :

a. Les mouvements moléculaires dans le liquide sont isotropes.

b. Les fonctions de corrélation qui figurent sous les intégrales (4) sont de la forme

$$k e^{-\frac{t}{\tau_c}} e^{-\frac{t}{T_1}}.$$

Le facteur e^{-t/τ_c} provient du mouvement relatif du spin électronique par rapport au spin nucléaire; τ_c, temps de corrélation de ce mouvement relatif, est donné en ordre de grandeur par

$$\tau_c = \frac{\pi\eta}{kT}(a_n + a_e)\, a_n a_e,$$

où η est la viscosité du liquide et où a_e et a_n représentent les rayons de l'ion paramagnétique et de l'édifice moléculéaire auquel appartient le noyau. k vaut 3 pour $W_{(--,+-)}$, 12 pour $W_{(--,++)}$ et 2 pour $W_{(-+,+-)}$. Le facteur e^{-t/T_1} provient du mouvement de relaxation du spin électronique; T_1 désigne le temps de relaxation du spin électronique. On trouve alors (avec $\Delta \ll 1$, $\delta \ll 1$)

$$(5)\qquad \frac{N(++)}{N(--)} = 1 - \frac{\Delta}{1 + \lambda\Omega^2 \dfrac{\tau_c^2}{\left(1 + \dfrac{\tau_c}{T_1}\right)^2}} + 2\delta,$$

λ est de l'ordre de l'unité. (5) montre que la polarisation nucléaire obtenue en saturant la résonance électronique décroît très rapidement en valeur absolue lorsque $\tau_c/[1+(\tau_c/T_1)]$ augmente. Pour $\Omega\tau_c \ll 1$ et $\tau_c \ll T_1$, on trouve

(6) $$\frac{N(++)}{N(--)} = 1 - \Delta + 2\delta,$$

valeur qui diffère de 4δ de celle calculée par Abragam.

Lorsque le spectre électronique présente une structure hyperfine, (5) n'est plus quantitativement valable, mais on observera encore une décroissance très rapide de la polarisation nucléaire lorsque la viscosité augmente à condition que les intervalles hyperfins soient faibles devant $\hbar\Omega$.

(Laboratoire d'Électronique et de Radioélectricité, avenue du Général-Leclerc, Fontenay-aux-Roses.)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Remarques sur les relations entre la constante de vitesse des réactions en phase liquide avec les grandeurs physiques du solvant.* Note (*) de MM. **Jacques-Émile Dubois** et **Josef Barthel**, transmise par M. Francis Perrin.

Des expressions générales sont données pour calculer pour des séries de solvants les variations des constantes de vitesse d'une réaction. Elles sont établies à partir d'hypothèses sur l'état de référence et sur le mécanisme de réaction dans les milieux comparés. Elles permettent d'obtenir des expressions plus spécifiques pour les réactions dont les modèles électrostatiques, parallèles aux images cinétiques, sont calculables.

Nous avons cherché à mettre en évidence la possibilité de prévoir la variation de la constante de vitesse d'une réaction en phase liquide en fonction des données accessibles du solvant. Dans cette Note nous retenons des *réactions qui s'effectuent selon le même mécanisme — identité du complexe de transition — pour une série de solvants*. Les expressions proposées sont calculées en prenant *un de ces solvants comme état de référence*.

La constante de vitesse k d'une réaction



(1) $$A + B \rightleftharpoons X^{\ddagger} \rightarrow \text{Produits}$$

dont la vitesse v est donnée par l'équation

$$v = k[A][B]$$

peut être exprimée à l'aide de la théorie des vitesses absolues de réaction [1].

(2) $$k = \varkappa \frac{kT}{h} K_{\ddagger},$$

où $\varkappa$ est le coefficient de transmission, k la constante de Boltzmann, h la

constante de Planck et $K_{\ddagger}$ la constante d'équilibre entre les concentrations des produits initiaux A et B et celle du complexe de transition $X^{\ddagger}$ en tenant compte de certaines hypothèses sur la nature des liaisons du complexe de transition. L'application de l'équation (2) dans la phase liquide permet l'introduction de la vraie constante d'équilibre thermodynamique $K^{s}_{\ddagger}$ du système envisagé, à l'aide de coefficients d'activité convenables

$$(3)\qquad k = \frac{kT}{h} K^{s}_{\ddagger} \frac{\alpha_A \alpha_B}{\alpha_{X_{\ddagger}}}.$$

Une considération simple permet de comparer les constantes de réactions dans une série de systèmes liquides et d'interpréter les variations de la constante de vitesse dans celle-ci. Supposons que dans un solvant de la série, dit solvant de référence, la réaction s'effectue avec une constante de vitesse k_0, et avec la constante k dans un autre solvant. Nous décomposons les coefficients d'activité de (3)

$$\alpha_i = \beta_i \gamma_i,$$

de telle manière que les coefficients β_i ramènent la constante de vitesse de la réaction dans le solvant donné à celle qui lui correspond dans l'état de référence. Les γ_i permettent le passage de l'état de référence à un état idéal.

$$(4)\qquad k = k_0 \frac{\beta_A \beta_B}{\beta_{X^{\ddagger}}}.$$

On peut écrire l'équation (4) sous la forme

$$(5)\qquad \ln k - \ln k_0 = \ln \frac{\beta_A \beta_B}{\beta_{X^{\ddagger}}}.$$

La valeur de $\beta_A \beta_B / \beta_{X^{\ddagger}}$ est accessible sans connaître les coefficients β_A, β_B et $\beta_{X^{\ddagger}}$ séparément.

$$(6)\qquad \ln \frac{\beta_A \beta_B}{\beta_{X^{\ddagger}}} = \ln \frac{[X^{\ddagger}]}{[A][B]} - \ln \frac{[X^{\ddagger}]_0}{[A]_0 [B]_0},$$

l'indice zéro est attaché au solvant de référence.

Pour la formation du complexe de transition nous faisons l'hypothèse suivante : La formation du complexe de transition correspond à une configuration particulière de A et B lorsque la particule B se trouve au point géométrique $P + \Delta P$ autour de A. La concentration effective $[B]^{*}$ de B dans le domaine $P + \Delta P$ autour de A est donnée par l'expression

$$(7)\qquad [B]^{*} = [B] \exp\left[-\frac{E(P)}{kT}\right].$$

Si le mécanisme de réaction est le même dans les deux solvants comparés, on a

$$(8)\qquad \frac{[X^{\ddagger}]}{[A][B]^{*}} = \frac{[X^{\ddagger}]_0}{[A]_0 [B]^{*}_0} = \text{const.}$$

et à partir de (6), (7) et (8) on détermine l'expression

$$kT \ln \frac{\beta_A \beta_B}{\beta_{X^\ddagger}} = E_0(P) - E(P).$$

Finalement on obtient en tenant compte de (5)

$$(9) \qquad kT(\ln k - \ln k_0) = E_0(P) - E(P).$$

E(P) ainsi que $E_0(P)$ contiendront les grandeurs physiques propres aux participants de la réaction d'une part et propres au solvant d'autre part. Une expression générale, valable pour des réactions de nature assez différentes, dérivées à partir de (9) serait trop compliquée pour en tirer des conclusions pratiques. Suivant le type de la réaction, on peut, parmi tous les paramètres, en négliger quelques-uns par rapport aux autres. L'équation (9) sert alors — avec des hypothèses convenables — à dériver différentes expressions cinétiques *pour des groupes de réactions.*

Parmi ces hypothèses il en est certaines communes à plusieurs groupes. En particulier il est intéressant de séparer les énergies $E_0(P)$ et E(P) en une partie électrostatique E^e et en une partie non électrostatique E^n

$$E(P) = E^e(P) + E^n(P).$$

Pour les réactions entre particules créatrices de champs forts (ions et dipôles forts) on peut supposer

$$|E_0^n(P) - E^n(P)| \ll |E_0^e(P) - E^e(P)|.$$

Dans ces cas l'interprétation de la variation de k est ramenée à un problème purement électrostatique : la détermination du potentiel $\psi(P)$ de la distribution de charges du complexe de transition envisagé.

Dans des Notes antérieures ([2]), ([3]) nous avons exposé des méthodes de calcul pour le potentiel électrique ψ et grandeurs dérivées. Ces grandeurs électriques sont nécessaires pour l'étude des types de configurations moléculaires relatives aux réactions « dipôle-ion » en cinétique chimique. La réaction de décétolisation, étudiée au laboratoire, permet une vérification des idées de cette Note pour un exemple type « dipôle-ion ». Dans ce cas on trouve que les contributions non électrostatiques sont négligeables ([4]) et que $E(P) = ez_B\psi(P)$. Ces résultats feront l'objet d'une publication prochaine.

(*) Séance du 9 septembre 1957.

([1]) *Voir* par exemple GLASTONE, LAIDLER et EYRING, *The Theory of Rate Processes.*, Mc. Graw Hill Book Comp., 1941.

([2]) J.-E. DUBOIS et J. BARTHEL, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 201

([3]) J.-E. DUBOIS et J. BARTHEL, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1460.

([4]) J. BARTHEL, *Thèse Doctor Rerum Naturalium*, Saarbrücken, 1956.

MAGNÉTOCHIMIE. — *Sur « l'activité magnétique » des porteurs de charges libres dans les carbones graphitisés.* Note de M. **André Marchand**, présentée par M. Paul Pascal.

Certains échantillons de coke et de noir de carbone possédant des susceptibilités magnétiques très voisines entre 78 et 293° K, on envisage l'existence éventuelle de plusieurs types de porteurs de charges, les uns actifs et les autres inactifs du point de vue magnétique. Les résultats expérimentaux suggèrent une intéressante relation entre la température de dégénérescence et la susceptibilité à basse température.

Nous avons montré ([1]), ([7]) que l'anisotropie diamagnétique du graphite et des noirs de carbone peut s'interpréter en faisant intervenir un gaz bidimensionnel de porteurs de charges. Si N/S est le nombre d'atomes de carbone par unité de surface de plan graphitique, les νN porteurs, de masse effective $m^* = m/\alpha$, forment un gaz plan dont la température de dégénérescence est $T_0 = \nu N h^2 \alpha / 4\pi m k S$ (m étant la masse électronique réelle).

Comme α est toujours grand, ce gaz ne possède pratiquement qu'une susceptibilité diamagnétique, anisotrope, dirigée suivant la normale au plan graphitique, dont la valeur est

$$K = -\frac{\nu N \mu^2 \alpha^2}{3kT_0 S}\left(1 - e^{-\frac{T_0}{T}}\right) = K_0\left(1 - e^{-\frac{T_0}{T}}\right) \qquad (1)$$

où μ est le magnéton de Bohr : $eh/4\pi mc$.

La comparaison entre la courbe expérimentale $K = f(T)$ et la courbe théorique tirée de l'équation (1), permet de déterminer les valeurs de K_0 et T_0, et, par suite, le nombre νN et la masse effective m/α des porteurs présents dans un noir de carbone.

Cette interprétation, qui peut s'étendre avec succès à toutes les catégories de carbone possédant une structure graphitique, a toutefois l'inconvénient de supposer le nombre des porteurs de charges indépendant de la température. Si l'on admet que ces porteurs sont les trous présents en excès dans la bande π ou les électrons de la bande de conduction, il est difficile de comprendre comment leur nombre pourrait ne pas augmenter de façon appréciable avec la température, du fait de l'excitation thermique. Les valeurs trouvées pour ν et m^* sont, d'autre part, notablement plus faibles que celles que laissent prévoir les mesures relatives aux propriétés électriques des carbones et du graphite ([2]).

Ces diverses remarques conduisent à l'idée qu'il pourrait y avoir en réalité plusieurs types de porteurs de charges. Les uns, peu nombreux mais possédant une très faible masse effective, seraient « magnétiquement actifs » ; les autres, bien que beaucoup plus nombreux, ne contribueraient que de façon négligeable à la susceptibilité magnétique en raison de leur plus grande masse effective.

Du point de vue théorique, une telle idée trouve quelque justification dans les résultats de Johnston ([3]) (modèle de bande à quatre types de porteurs). Du point de vue expérimental, il semble que Galt, Yager et Dail ([4]) aient mis en évidence, par résonance cyclotronique dans le graphite, au moins trois types de porteurs, dont certains ont une très faible masse effective.

Dans le cadre d'une telle hypothèse, il était donc intéressant de chercher à savoir si certains carbones, pour lesquels l'examen des propriétés électriques laisse prévoir des nombres de porteurs extrêmement différents, peuvent néanmoins posséder des propriétés magnétiques très voisines, sinon identiques. De tels carbones, en supposant qu'ils existent, différeraient alors seulement par le nombre et les caractéristiques de leurs porteurs de charges « magnétiquement inactifs ».

Nous avons donc étudié les quatre échantillons suivants :

1. Coke « Texas-Lockport » traité à 2 100° C } Coke de Pennsylvanie (U.S.A.).
2. Coke « Texas-Lockport » traité à 2 200° C }
3. « P 33 » traité à 2 200° C } Noir de carbone manufacturé par
4. « P 33 » traité à 2 400° C } G. L. Cabot Inc.-Cambridge (U. S. A.).

Les susceptibilités à basse température de ces quatre corps sont comprises dans l'intervalle -8.10^{-6} à -10.10^{-6}; il leur correspond donc des valeurs de K_0 suffisamment proches les unes des autres pour que la comparaison de la variation thermique des quatre susceptibilités soit significative. D'autre part, les valeurs du coefficient Hall à 78° K sont voisines de $+5$ (échantillon 1) et $+4$ (échantillon 2) pour le coke ([5]), alors qu'elles dépassent $+20$ pour P 33 ([6]). Nous verrons plus loin la signification qu'il convient d'attribuer à ces valeurs très différentes du coefficient Hall quant au nombre des porteurs responsables des propriétés électriques.

Nous avons déterminé les courbes représentant la variation thermique de la susceptibilité entre 78 et 293° K pour les quatre échantillons. La précision sur la susceptibilité est supérieure à 2 %. L'erreur sur la température ne dépasse pas 3° en général, mais peut atteindre 4 ou 5° au-dessous de $-170°$ C.

La comparaison entre les points expérimentaux et la courbe théorique donnée par l'équation (1) nous a permis de déterminer les valeurs de K_0 et T_0 et celles de ν et m^* qui s'en déduisent. Elles sont réunies dans le tableau ci-dessous. Nous y avons ajouté les valeurs relatives à un échantillon de P 33 précédemment étudié ([1]).

Échantillons.		T_0 (°K).	$-10^6 K_0$.	$10^5 \nu$.	m^*.
1. Cokes « Texas-Lockport » —	2100°	370	22,35	1,53	0,0044 m
2. » » »	2200°	345	23,30	1,37	0,0042 m
3. P 33 traité à	2200°	375	25,35	1,37	0,0039 m
4. P 33 » »	2400°	335	28,05	1,11	0,0035 m
5. P 33 » »	1500°	660	5,61	10,9	0,018 m

Si l'on considère la série des trois échantillons de P 33, le diagramme obtenu en portant T_0 en abscisse et K_0 en ordonnée fait ressortir une remarquable linéarité de la variation de K_0 en fonction de T_0. Les données expérimentales dont nous disposons sont bien entendu encore très insuffisantes pour pouvoir acquérir une certitude, toutefois l'analyse que nous avons faite des résultats obtenus par Pinnick et Kiive ([8]) sur la variation thermique de la susceptibilité dans une série homogène de cokes semble confirmer que, pour un type déterminé de carbone, K_0 dépend linéairement de T_0.

La variation de K_0 en fonction de T_0 pour P 33 nous indique que des échantillons de P 33 pour lesquels les valeurs de K_0 seraient $-22,35.10^{-6}$ et $-23,30.10^{-6}$ correspondraient à des valeurs de T_0 respectivement égales à 415°K et 405°K. Pour une même valeur de K_0, la valeur de T_0 est donc pour P 33 supérieure de 50 à 60 à celle du coke.

Il n'est donc pas possible de dire qu'il existe des échantillons de coke et de P 33 possédant rigoureusement la même susceptibilité à toute température. Les propriétés magnétiques des uns et des autres sont toutefois extrêmement voisines, particulièrement si l'on compare cette différence de 60° à la différence de 15 unités qui existe entre les valeurs du coefficient Hall : entre les deux échantillons de coke, T_0 diffère déjà de 25° alors que le coefficient Hall ne diffère que d'une unité. On peut donc dire que les valeurs de T_0 sont pratiquement les mêmes pour des échantillons de P 33 et de coke possédant la même valeur de K_0.

Si l'on admet que la forme et la position relative des bandes d'énergie est la même pour P 33 et pour le coke, la différence entre les valeurs du coefficient Hall ne peut s'interpréter qu'en supposant qu'à 0°K les échantillons de coke et de P 33 contiennent des nombres très différents de trous dans la bande π. On devrait donc, dans ce cas, s'attendre à trouver des valeurs très différentes de la température de dégénérescence. Le fait de trouver par voie magnétique des valeurs de T_0 peu différentes pour nos échantillons de P 33 et de coke implique donc, soit que la structure des bandes n'est pas la même pour ces deux corps, soit qu'une partie seulement des porteurs de charges sont magnétiquement actifs.

(1) A. Pacault et A. Marchand, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 489.
(2) S. Mrozowski, *Phys. Rev.*, 85, 1952, p. 609.
(3) D. F. Johnston, *Proc. Roy. Soc.*, London, A **227**, 1955, p, 349.
(4) J.-K. Galt, W. A. Yager et H.-W. Dail, *Phys. Rev.*, **103**, 1956, p. 1586.
(5) S. Mrozowski et A. Chaberski, *Phys. Rev.*, **104**, 1956, p. 74.
(6) S. Mrozowski, Communication privée.
(7) A. Marchand, *Thèse* Paris ; *Ann. de Chimie*, 1957.
(8) H.-T. Pinnick et P. Kiive, *Phys. Rev.*, **102**, 1956, p. 58.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Étude par diffraction des rayons X du diagramme des alliages or-cuivre autour de la composition équiatomique* AuCu. Note (*) de MM. **Antoine Pianelli** et **René Faivre**, présentée par M. Georges Chaudron.

Dans la région du diagramme or-cuivre entourant la composition équiatomique AuCu, deux faisceaux de courbes conjuguées définissent les domaines d'équilibre des trois phases, α solution solide désordonnée, AuCuII et AuCuI, et de leurs mélanges $(\alpha) + (\text{II})$ et $(\text{II}) + (\text{I})$. Les transformations $(\alpha) \rightleftharpoons (\text{II})$ et $(\text{II}) \rightleftharpoons (\text{I})$ sont donc des transformations du premier ordre.

La diversité des conclusions auxquelles ont abouti les nombreux auteurs qui ont étudié, par les méthodes les plus variées, les alliages or-cuivre, nous a conduits à essayer de retracer, par analyse radiocristallographique, le diagramme d'équilibre de ces alliages dans leur domaine de transformation à l'état solide. Dans la présente Note, nous limitons notre exposé à la région qui entoure la composition équiatomique AuCu.

Comme la pulvérisation des alliages en vue de l'analyse par diffraction des rayons X provoque un écrouissage qui altère les structures de revenu, nous avons été conduits à adopter l'ordre suivant dans les opérations de préparation des échantillons :

— Fusion à 1 100° C sous vide des métaux purs en proportions convenables et contrôle spectrographique de la pureté.

— Homogénéisation à 500° pendant 10 jours et trempe.

— Mise en poudre à la lime.

— Suppression de l'écrouissage par un nouveau recuit de 10 jours à 500° et trempe.

— Revenu isotherme qui conduit à la structure d'équilibre (durée nécessaire pour atteindre l'équilibre : 48 h au-dessus de 300° et jusqu'à un mois pour des températures plus basses) et enfin trempe.

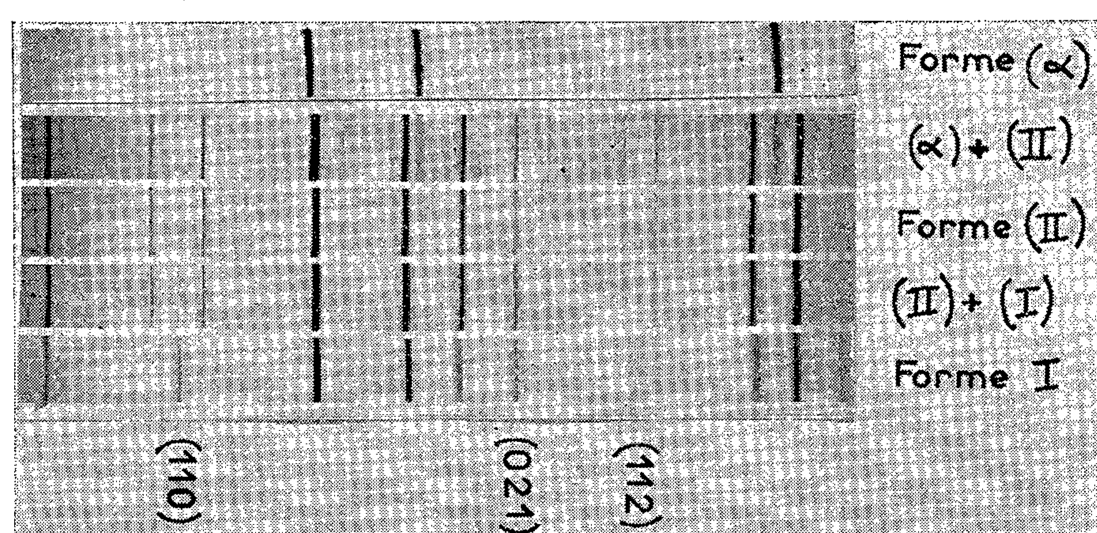


Fig. 1. — Cliché de diffraction des rayons X des trois formes et de leurs mélanges en équilibre à la composition de 45 % en atomes d'or.

L'analyse par diffraction des rayons X effectuée par transmission à l'aide d'une chambre Guinier-Seeman-Bohlin à monochromateur de quartz, nous a permis d'identifier dans les alliages revenus les trois formes structurales suivantes : la forme α, solution solide cubique, la forme Au Cu I quadratique dont la maille est très voisine d'un cube à faces centrées, la forme Au Cu II orthorhombique de Johansson et Linde [1].

La forme I se distingue de la forme α par la présence de raies supplémentaires habituellement dites de « surstructure ». Sur le cliché de la forme II, ces raies de « surstructure » sont remplacées tantôt par deux raies, tantôt par quatre raies, que Johansson et Linde interprètent parfaitement en admettant que la forme II possède une maille de multiplicité 10 dans la direction [010].

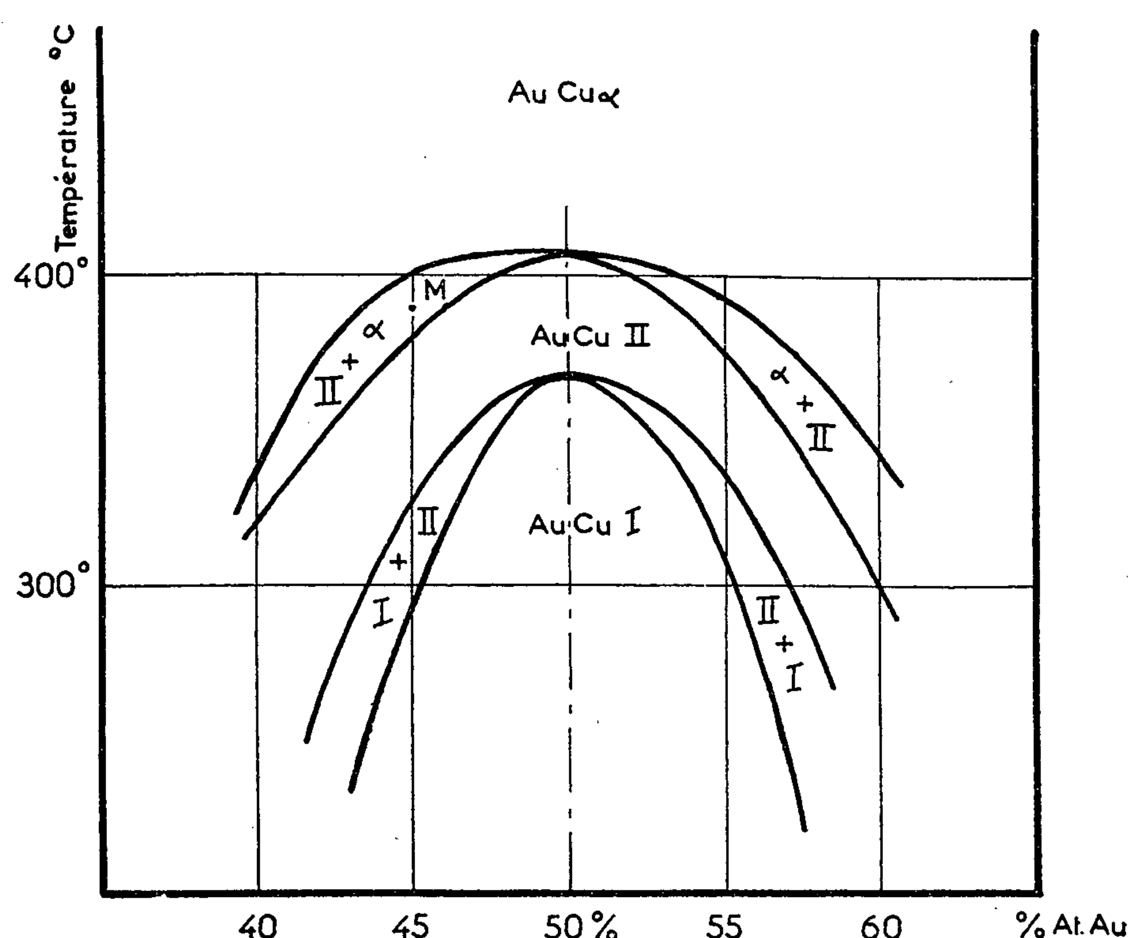


Fig. 2. — Diagramme d'équilibre des alliages or-cuivre autour de la composition équiatomique Au Cu.

Nous avons tracé le diagramme de la figure 2, en déterminant les structures d'équilibre relatives aux compositions 40, 45, 50, 55 et 60 % en atomes d'or. Les courbes d'équilibre sont obtenues par une méthode d'approche basée sur l'apparition ou la disparition, sur le cliché de diffraction des rayons X, de certaines raies caractéristiques de chacune des phases. En chaque point, nous avons vérifié la parfaite réversibilité des changements d'état en faisant varier la température dans un sens et dans l'autre, et nous pouvons affirmer que les courbes de la figure 2 définissent de véritables domaines d'équilibre.

Les deux courbes conjuguées de chaque faisceau présentent une tangente commune pour la composition équiatomique, ce qui confirme les résultats que R. A. Oriani [2] a obtenus en effectuant des mesures de potentiels d'électrodes sur les alliages or-cuivre.

Nous avons effectué en outre une étude micrographique des alliages revenus en poudre, en fixant la poudre à la surface d'un bloc d'araldite afin d'en polir les grains. Les micrographies (*fig.* 3), obtenues par T. Baumann sur un alliage à 45 %, dont l'état est défini par le point M sur le diagramme de la figure 2, donnent une preuve supplémentaire de l'existence du mélange (α)+(II).

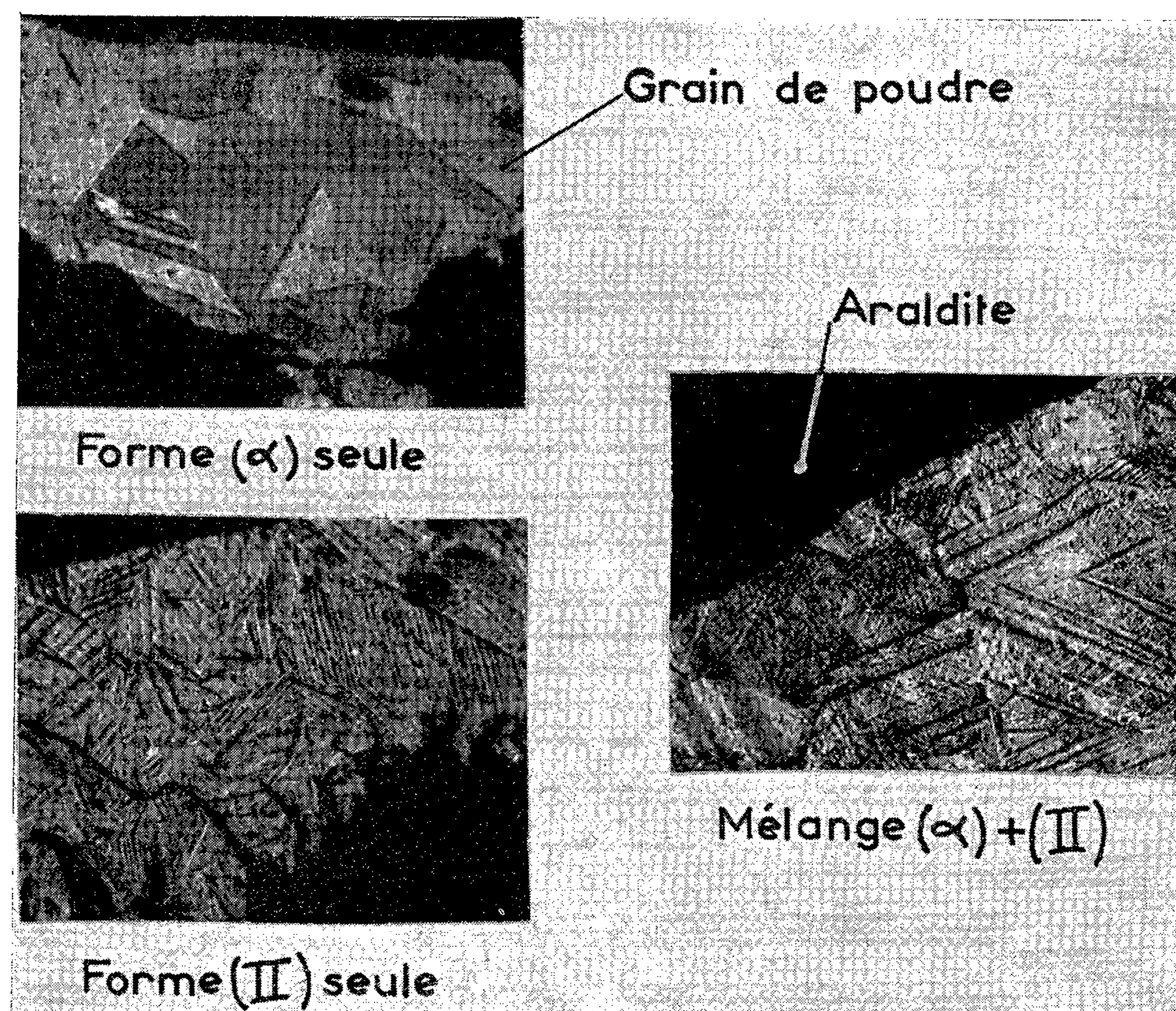


Fig. 3. — Micrographies des alliages or-cuivre en poudre à la composition 45 % At Au. (attaque par l'eau régale). (Clichés Baumann.)

Le tracé du diagramme d'équilibre et en particulier la présence sur ce diagramme de domaines d'équilibre entre les phases (α) et (II) d'une part, (II) et (I) d'autre part, montrent que, malgré la parenté de structure entre ces phases, les transformations (α) ⇌ (II) et (II) ⇌ (I) sont de véritables transformations du premier ordre. Cette conclusion avait déjà été exprimée par J. B. Newkirk en ce qui concerne la transformation (α) ⇌ (II).

(*) Séance du 21 octobre 1957.

(1) Johanson et Linde, *Ann. Physik*, 25, n° 1, 1936, p. 1-48.

(2) R. A. Oriani, *Acta Metallurg.*, 2, n° 4, 1954, p. 608-615.

(3) J. B. Newkirk, *J. Metals*, 5, n° 6, 1953, p. 823-826.

MÉTALLOGRAPHIE. — *L'effet du béryllium sur la forme des précipités d'oxydation interne par chauffage à l'air des alliages cuivre-chrome.* Note de MM. **Donald Whitwham**, **Michel Scheidecker** et **Jean Hérenguel**, présentée par M. Georges Chaudron.

Au cours d'une étude sur la cinétique de l'oxydation sous-cutanée des alliages cuivre-chrome (0,6 à 0,9 % Cr), nous avons remarqué un changement complet de la structure de cette zone d'oxydation interne, quand une addition de 0,15 % Be est faite à l'alliage.

Comme on le sait, le chauffage de l'alliage Cu-Cr dans l'air produit à la fois une couche superficielle d'oxyde et une zone d'oxydation interne dans laquelle le chrome est oxydé préférentiellement, l'oxyde formé étant dispersé dans les grains ainsi qu'aux joints. Nous avons trouvé en outre que des bâtonnets d'oxyde s'organisent souvent en structure de Widmanstätten, comme on peut le voir sur la figure 1 (G = 1000) pour un échantillon chauffé dans l'air à 975°C pendant 2 h.

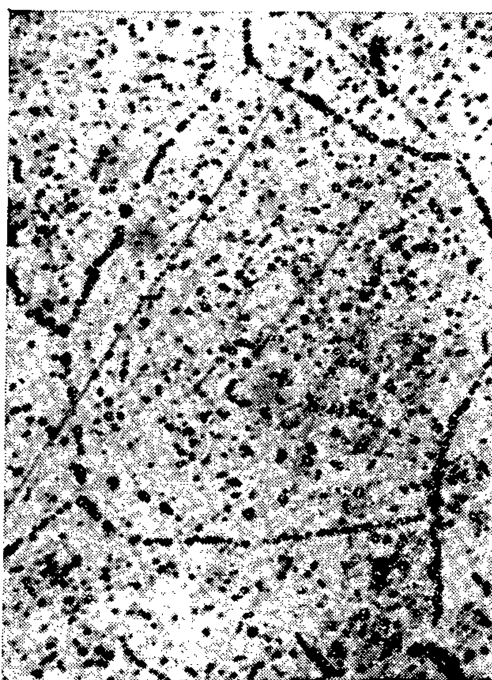


Fig. 1. — Alliage Cu-Cr sans addition : précipitation d'oxyde en structure de Widmanstätten. Chauffage de 2 h à 975° C. G = 1000.

La figure 2 montre la limite entre la zone d'oxydation interne et l'âme, et les particules de chrome séparées à la solidification du lingot et alignées par la transformation. (La solubilité maximum du chrome est seulement de 0,4 % à 975°C.) Celles-ci subissent l'oxydation en s'entourant d'un liséré d'oxyde vert, mais le motif des précipitations inter- et intragranulaires de l'oxyde est entièrement différent : la réaction se fait bien dans la solution solide et il y a ensuite précipitation et coalescence.

Quand une addition de béryllium (0,15 %) est faite à l'alliage, le processus d'oxydation interne est fortement modifié : la vitesse d'oxydation est ralentie;

la précipitation de l'oxyde subsiste dans certains joints de grains, mais on observe surtout des lisérés périodiques grossièrement parallèles à l'interface métal-oxyde (*fig.* 3, G = 130). Ces lisérés sont interrompus et ne sont pas en relation avec la texture du support.

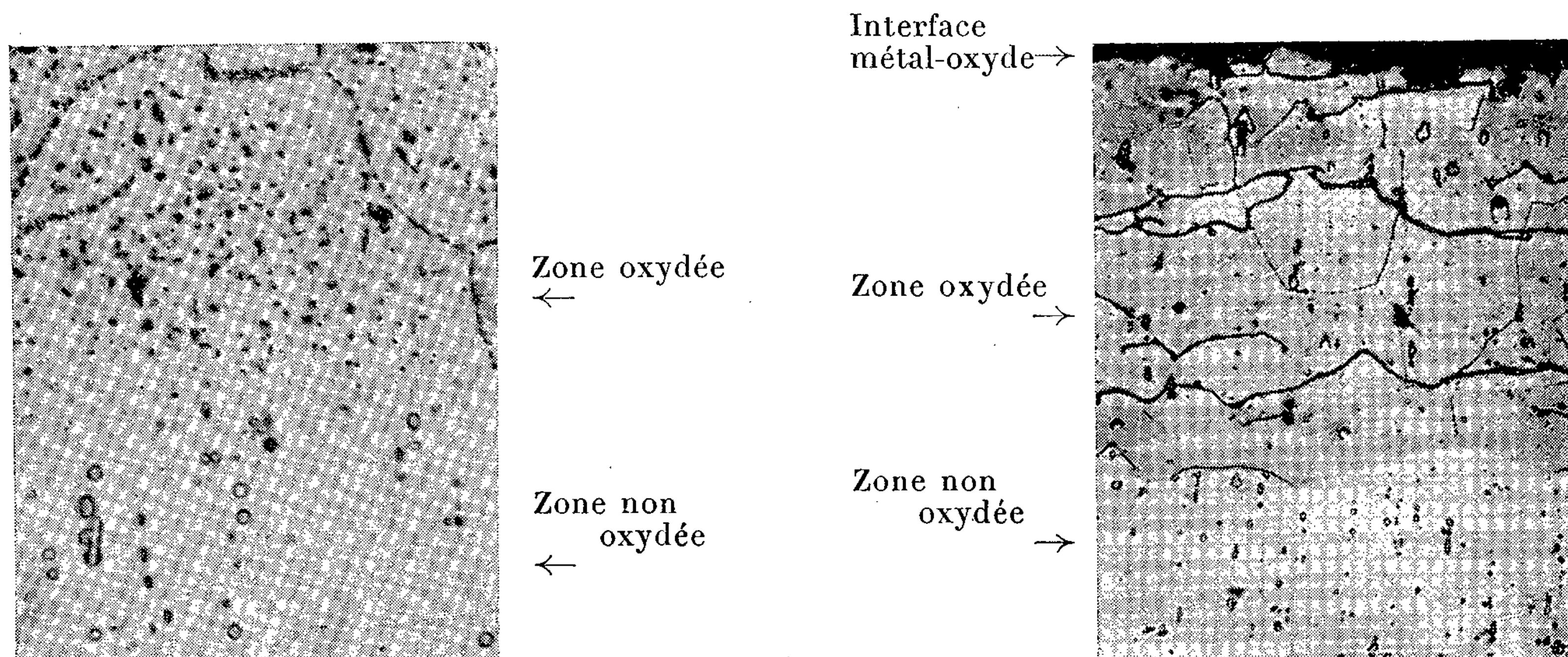


Fig. 2. Fig. 3.

Fig. 2. — Alliage Cu-Cr sans addition, chauffé 2 h à 975° C.
Différence de forme des particules de Cr et de Cr_2O_3.
G = 950.

Fig. 3. — Alliage Cu-Cr + 0,15 % Be. Précipitation discontinue de l'oxyde en lisérés.
Chauffage de 2 h à 975° C.
Polissage mécanique en milieu aqueux.
G = 130.

Pour les deux types d'alliage, le front général d'oxydation interne reste parallèle à la surface initiale : la limite avec l'âme se distingue par une différence de teinte visible seulement après polissage mécanique en milieu aqueux et qui s'efface après un polissage électrolytique normal (*fig.* 3).

Les deux modes de répartition de l'oxyde — en relation avec la structure du métal-support, ou périodique — ont déjà été décrits par F. N. Rhines ([1]) au cours d'une étude sur toute une série d'alliages binaires de cuivre; J. Moreau et J. Bénard ont aussi décrit la précipitation en lisérés périodiques à l'oxydation interne des alliages Ni-Al ([2]). Le présent travail souligne la possibilité de passer d'un mécanisme à l'autre, sur un même alliage, par l'effet d'une faible addition. Les deux formes de précipitation et surtout de coalescence sont vraisemblablement associées à des mécanismes de nucléation et de croissance différents.

Des mesures de microdureté faites sur les échantillons oxydés et trempés à 975° C révèlent une différence entre l'âme et la zone d'oxydation interne :

	Microdureté (*) (kg/mm²).	
	Âme.	Zone d'oxydation interne.
Cu-Cr sans addition	97	116
Cu-Cr + 0,15 % Be	106	125 (**)

(*) Mesures faites sous charge de 18,5 g; (**) (entre les lisérés d'oxydes.

Dans les mêmes conditions la microdureté du cuivre est de 71 kg/mm².

Aucune différence de dureté significative n'a été observée entre deux liserés successifs, dans le cas de l'alliage au Be. Par contre, cette dureté est plus grande que dans la solution solide non touchée par l'oxydation; ceci laisse penser qu'une précipitation d'oxyde très fine, non résolue par le microscope optique, doit exister entre les liserés.

D'un point de vue pratique, les zones d'oxydation interne se montrent fragiles vis-à-vis de la déformation plastique : elles tendent à se fissurer suivant les liserés d'oxyde, ou dans le cas de l'alliage normal suivant les joints de grains; les chauffages doivent en conséquence être effectués pour ces alliages en atmosphère non oxydante.

(1) *Trans. A. I. M. M. E.*, 137, 1940, p. 246.

(2) J. MOREAU et J. BÉNARD, *La chimie des hautes températures*, C. N. R. S., Paris, 1954.

CHIMIE MACROMOLÉCULAIRE. — *Préparation et polycondensation de l'acide amino-22 béhénique* Note de MM. **GEORGES DUPONT**, **GEORGES CHAMPETIER**, **JOSEPH COHEN** et **JEAN-PHILIPPE PIED**, présentée par M. Charles Dufraisse.

Nouvelle méthode de préparation de l'acide amino-22 béhénique $NH_2(CH_2)_{21}CO_2H$ et du polyamide résultant de sa polycondensation.

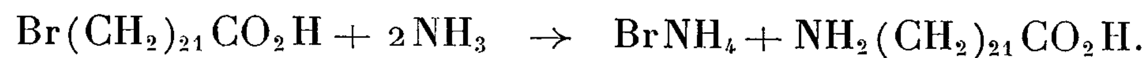
L'acide amino-22 béhénique a été préparé par B. Flaschentrager (1) à partir du tricosane-dioïque extrait de la cire du Japon par B. Flaschentrager et Friedrich Halle (2). Nous en avons effectué sa synthèse à partir de l'acide phellonique extrait du liège, acide dont la structure a été élucidée par G. Dupont (3), Guillemonat et Strich (4), Ribas (5), Jensen (6) et Chicoisne (7).

L'acide phellonique ou acide hydroxy-22 béhénique a été transformé en acide bromo-22 béhénique suivant la réaction



$$CH_2OH(CH_2)_{20}CO_2H + BrH \rightarrow H_2O + Br(CH_2)_{21}CO_2H.$$

Puis l'aminoacide a été obtenu par action de l'ammoniac sur l'acide bromo-22 béhénique :



$$Br(CH_2)_{21}CO_2H + 2NH_3 \rightarrow BrNH_4 + NH_2(CH_2)_{21}CO_2H.$$

Les acides amino-13 et 14 béhéniques ont été préparés par Hanford (8).

Bromhydratation. — 15 g d'acide phellonique demi-brut, fondant à 93°C sont dissous dans 600 ml d'une solution acétique saturée d'acide bromhydrique. Dans ce mélange réactionnel, soumis à une bonne agitation, on fait barboter un courant d'acide bromhydrique sec pendant 10 h. L'acide bromhydrique était préparé en faisant couler goutte à goutte 500 g de brome dans de

la tétraline chauffée au bain-marie. Le bromo-acide cristallise par refroidissement. Il est séparé par filtration, lavé à l'eau et recristallisé dans l'éther de pétrole (Rdt 94 %).

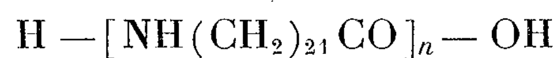
La solution acétique d'acide bromhydrique peut être utilisée pour des essais ultérieurs.

Le bromoacide est difficile à purifier. Celui qui a été utilisé pour l'amination (F 77°C) correspondait à l'analyse suivante : $C_{22}H_{43}O_2Br$, calculé %, C 63; H 10,26; Br 19,09; trouvé %, C 63,95; H 10,56; Br 17,85.

Amination. — L'amination est effectuée dans un flacon à réaction en verre épais, 2,5 g d'acide bromo-22 béhénique sont dissous dans un mélange de 50 ml d'alcool butylique, 50 ml d'alcool méthylique et 5 ml d'eau. Dans la solution refroidie à — 40° C, on fait barboter un courant d'ammoniac jusqu'à ce qu'il s'en condense 2,5 g. Le flacon est hermétiquement bouché et chauffé pendant 24 h à 80-90° C. L'aminoacide précipite à froid. Il est séparé par filtration, lavé à l'eau et recristallisé dans l'isobutyl méthylcétone. 1,9 g d'aminoacide pur est isolé F 145° C (bloc Maquenne). $C_{22}H_{45}O_2N$, calculé %, C 74,36; H 12,67; N 3,94; trouvé %, C 74,46; H 12,37; N 3,74.

Polycondensation. — L'aminoacide est chauffé sous atmosphère d'azote dans un tube plongeant dans un bain d'huile de silicone maintenu à une température constante, voisine de 250° C. On observe après la fusion un dégagement d'eau et un accroissement de la viscosité du produit.

Après 3 h de chauffage, le tube est refroidi. Le polymère



$$H-[NH(CH_2)_{21}CO]_n-OH$$

se solidifie en un bloc légèrement coloré, cassant et soluble dans le métacrésol. Le degré de polymérisation de ce produit, déterminé par la méthode des groupements terminaux, est de 10 environ. La vitesse de polycondensation n'a pas pu être mesurée à l'aide de la thermobalance de Chevenard, car l'aminoacide se sublime dans le four de l'appareil, toutefois la polycondensation est beaucoup plus lente que celle des aminoacides en C_7, C_8, C_9, C_{10}, C_{11}.

Le point de fusion, déterminé par la méthode de la disparition de la biréfringence des polymères à la fusion, est de 130° C. Ce bas point de fusion, voisin de celui des polyméthylènes non ramifiés, est la conséquence du grand nombre de groupements $-CH_2-$ séparant les fonctions amide dans les macromolécules. Comme il a déjà été signalé, la contribution de ces fonctions à la cohésion moléculaire cesse d'être importante devant les interactions Van der Waals lorsqu'elles sont séparées par un nombre de groupes $-CH_2-$ supérieur à une quinzaine ([9]).

Ce polyamide peut être filé à sa température de fusion. L'acide amino-22 béhénique peut être aussi utilisé en copolycondensation avec d'autres ω-aminoacides pour donner des produits filables.

(1) *Z. Physiol. Chem.*, **192**, 1930, p. 257.
(2) *Z. Physiol. Chem.*, **190**, 1930, p. 120-140.
(3) *Chimie et industrie*, **68**, 1952, p. 1; brevet français n° **877 162** du 27 mai 1941 et premier additif du 27 janvier 1942; brevet français n° **1 054 462** du 12 avril 1952.
(4) *Bull. Soc. Chim.*, **16**, 1949, p. 792.
(5) *Anales Soc. Española Fis. Quim.*, **49**, 1953, p. 145; *Anales Soc. Española Fis. Quim.*, **47 B**, 1951, p. 61-66.
(6) *Paper and Timber* (Finlandais), 1950, p. 293.
(7) *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 1413.
(8) U. S. P. n° **2 312 967**, du 2 mars 1943, E. I. du Pont de Nemours et Cie.
(9) G. Champetier, *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 853; A. Cannepin, G. Champetier et A. Parisot, *J. Polym. Sc.*, 8, 1952, p. 35.

CHIMIE MINÉRALE. — *Étude thermogravimétrique des sulfates simples et doubles de nickel et de potassium, rubidium et césium.* Note (*) de Mmes **Nathalie Demassieux** et **Colette Malard**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'étude de 20 à 1000° de l'évolution des sulfates doubles de nickel et de potassium, rubidium et césium hexahydratés aboutit à la formation des sulfates doubles anhydres.

Comme nous l'avions annoncé dans une Note précédente (1), nous étudions les modifications subies par les sulfates doubles de nickel et de potassium, rubidium et césium pour des températures allant de 20 à 1000°.

Nous utilisons une thermobalance : système Chévenard-Joummier. Les prises d'essai sont de 0,5 g et la vitesse de chauffe de 150°/h.

Les trois sulfates doubles de nickel et de potassium, rubidium et césium hexahydratés (2) ont un comportement analogue. Quatre molécules d'eau partent rapidement de 100-110° à 180° environ (*fig.* 1). Pour les deux dernières molécules d'eau, la courbe de déshydratation accuse un ralentissement notable entre 180 et 300° approximativement, sans qu'on puisse observer de palier nettement marqué. Ce genre de décomposition a déjà été signalé dans un travail précédent avec confirmation des résultats par les diagrammes de rayons X (3). Aux environs de 300° on peut considérer que les sels anhydres sont formés. A partir de cette température jusqu'aux environs de 900° aucune perte de poids n'est enregistrée. Par la suite, bien que le résidu reste le sel anhydre, il se produit une perte de poids plus ou moins grande, due à une volatilisation ou à des projections. Cette étude est entièrement nouvelle pour les sulfates doubles de nickel et de rubidium et césium, et au-delà de 350° pour celui de nickel et de potassium.

Pour comparer les courbes des sulfates doubles avec celles de leurs composants, nous avons reproduit sur le même graphique (*fig.* 1) les

courbes des sulfates alcalins (¹) et celle relative au sulfate de nickel heptahydraté. Le sulfate de nickel à 7 mol d'eau se transforme successivement

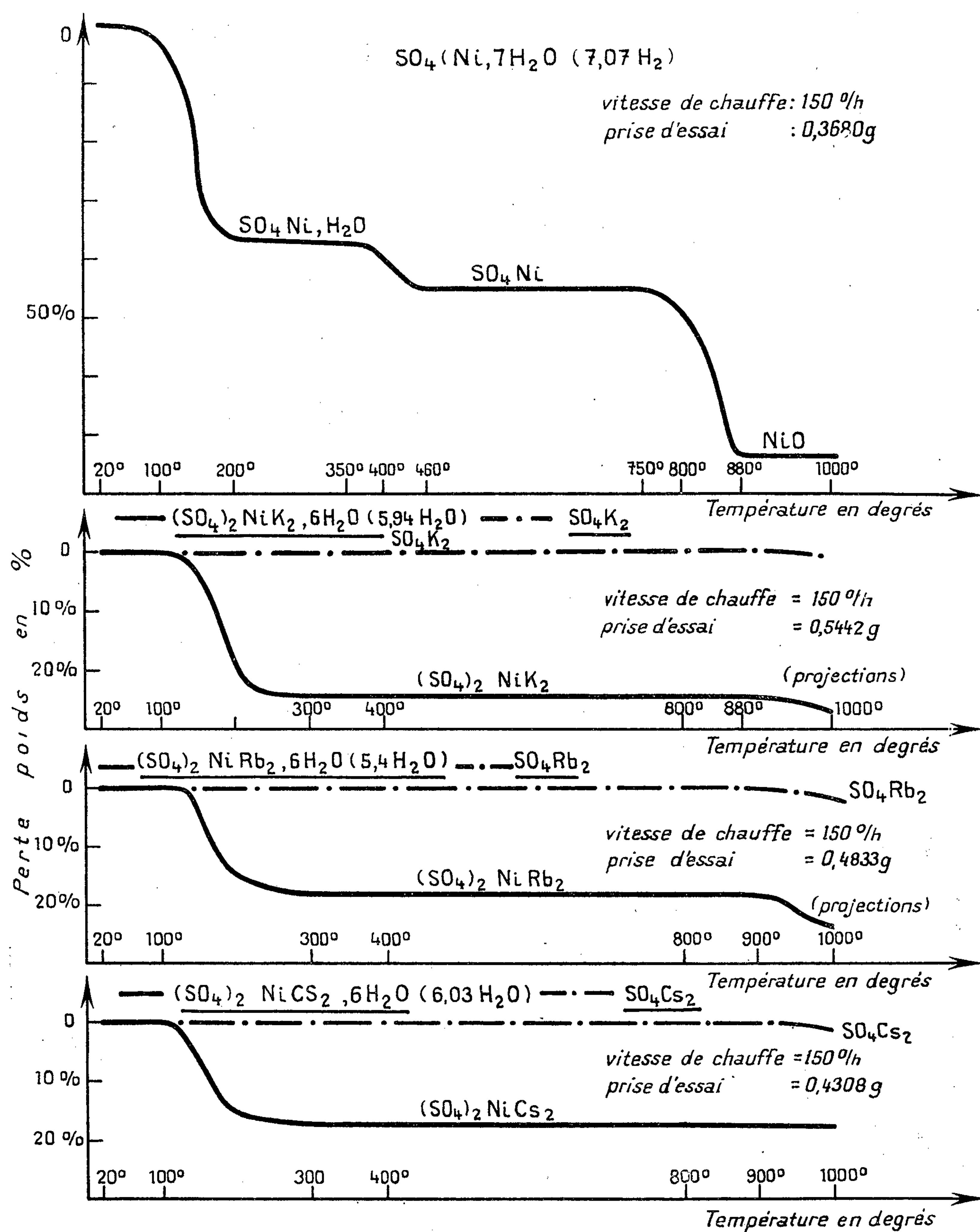


Fig. 1. — Diagrammes thermogravimétriques : perte de poids en %
en fonction de la température en degrés.

en sulfate monohydraté de 200 à 350°, en sulfate anhydre de 460 à 750°, puis en oxyde NiO à partir de 880° environ. Cette étude du sulfate de

nickel à 7 mol d'eau est confirmée par les résultats de différents auteurs ([3]), ([4]), ([5]).

(*) Séance du 14 octobre 1957.

([1]) N. DEMASSIEUX et C. MALARD, *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 1429.

([2]) Par suite d'une déshydratation à la température ordinaire le, sel de rubidium employé n'a que 5,4 mol d'eau.

([3]) N. DEMASSIEUX et B. FEDOROFF, *Comptes rendus*, **205**, 1937, p. 457; **206**, 1938, p. 1649; **208**, 1939, p. 1223 et 1581; *Ann. Chim.*, **11**, 1941, p. 215; B. FEDOROFF (*Thèse*), *Ann. Chim.*, **11**, 1941, p. 154.

([4]) HAMMEL, *Ann. Chim.*, **11**, 1939, p. 247-358.

([5]) MARCHAL, *J. Chim. Phys.*, **22**, 1925, p. 325-558.

(*Laboratoire de Chimie C*, 1, *rue Victor-Cousin.*)

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur une nouvelle relation moléculaire. Influence des électrolytes forts à ions monovalents sur la température maxima de démixtion du système eau-phénol.* Note de MM. **PAUL HAGENMULLER** et **ANDRÉ LECERF**, présentée par M. Paul Pascal.

Le système eau-phénol présente un phénomène de miscibilité limitée qui disparaît par élévation de température.

Schreinemakers ([1]) et Timmermans ([2]) ont montré que l'addition d'un troisième constituant, de nature électrolytique, à un mélange donné d'eau et de phénol entraînait une élévation notable de la température d'homogénéisation. Mais le choix des conditions expérimentales n'a pas permis à ces auteurs de dégager une loi quantitative.

Nous avons étudié l'évolution de la température maxima de démixtion par addition de quantités croissantes d'électrolyte à un poids donné d'eau et de phénol.

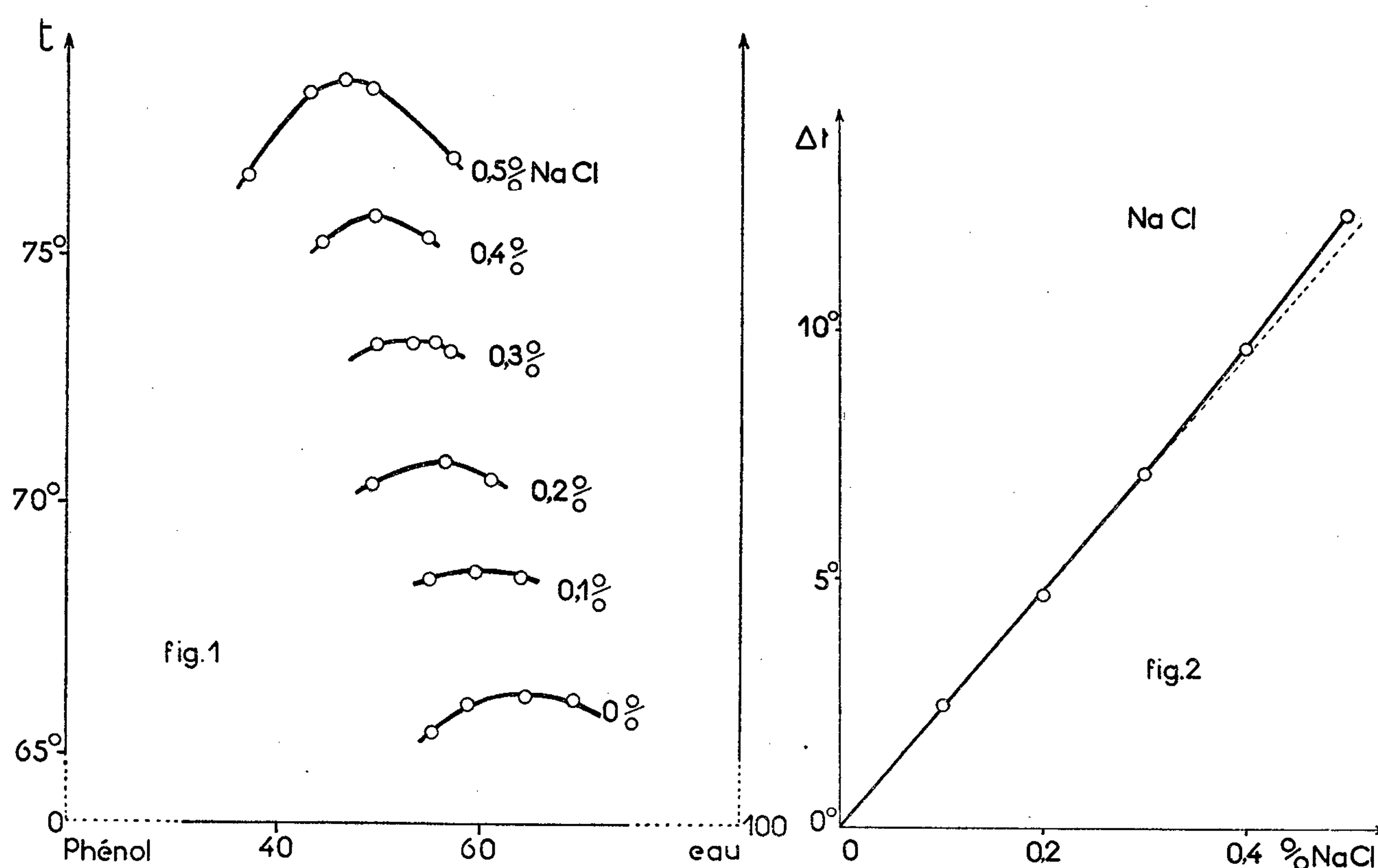
Dans le système ternaire chaque maximum définit également la concentration électrolytique la plus faible à laquelle la démixtion est susceptible d'apparaître à température correspondante.

La température maxima de démixtion, identique en l'absence d'électrolyte à la température critique, en devient distincte pour un système ternaire : la composition des deux phases liquides diffère.

Les mesures ont été effectuées dans un flacon rodé étanche soumis à une agitation magnétique et immergé dans un thermostat au 1/20e. Les valeurs ainsi obtenues par chauffage et par refroidissement sont identiques pour un même mélange; le phénomène de sursaturation antérieurement signalé n'est pas apparu.

Pour le binaire eau-phénol le maximum de démixtion correspond à 65 % d'eau et à une température de $66^\circ,15 \pm 0^\circ,1$.

A titre d'exemple, nous indiquons figure 1 l'évolution des maxima pour des teneurs croissantes en chlorure de sodium; la figure 2 donne l'augmentation de la température maxima de démixtion en fonction de ces concentrations. L'influence du sel dissous est considérable : pour 0,5 % ClNa l'écart est de 12°,3, alors que l'abaissement cryoscopique résultant de la dissolution de 0,5 g dans 100 g H_2O n'est que de 0°,35.



L'étude effectuée avec une série d'électrolytes forts à ions monovalents aboutit aux conclusions suivantes :

1° Pour des solutions suffisamment diluées, l'accroissement Δt de la température maxima de démixtion est proportionnel à la teneur c en sel, évaluée en grammes pour 100 g de mélange eau-phénol.

2° L'écart relatif à une teneur donnée en électrolyte est inversement proportionnel au carré de la masse moléculaire M de l'électrolyte pour une série de sels de même anion :

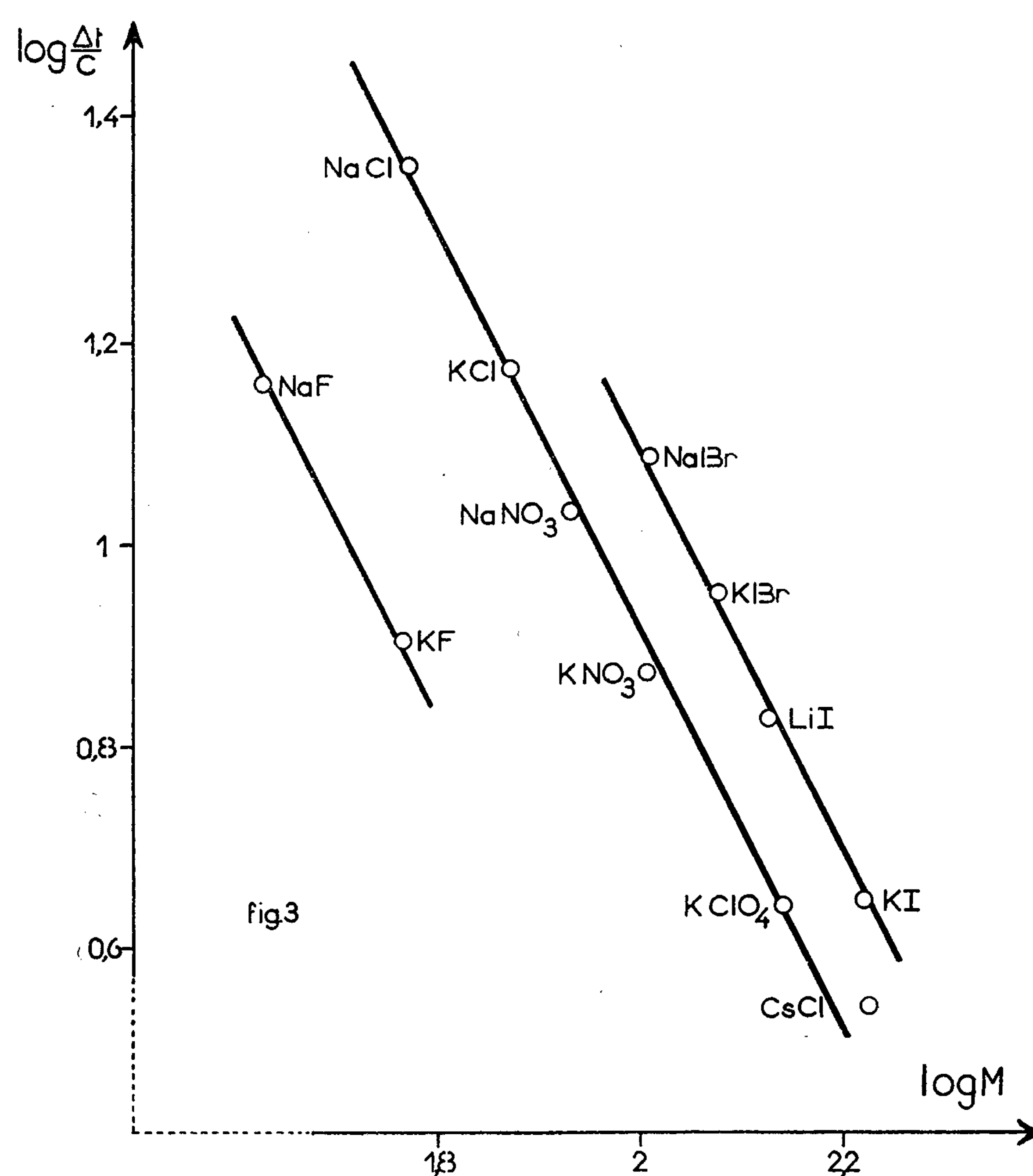
$$\frac{\Delta t}{c} = \frac{K}{M^2}.$$

La valeur de la constante K est pratiquement identique pour les nitrates, chlorures et perchlorates (K = 83 200). Pour les bromures et les iodures, K = 124 500; pour les fluorures, K = 26 900.

Dans une représentation logarithmique (*fig.* 3), à chaque groupe de sels correspond une droite de pente négative et égale à 2.

L'importance des écarts mesurés, la simplicité de la technique de mesure

donnent ainsi une méthode de choix pour la détermination des masses moléculaires des électrolytes forts à ions monovalents ou l'évaluation de



leur degré de pureté. Une extension de ces résultats à de nouveaux types d'électrolytes et d'autres couples à miscibilité limitée est prévue.

(1) *Z. Phys. Chem.*, 29, 1899, p. 597.
(2) *Ibid.*, 58, 1907, p. 129.

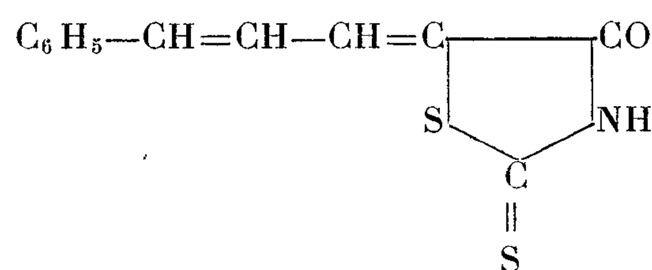
(*Laboratoire de Chimie minérale de la Faculté des Sciences de Rennes.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'acide styrylpyruvique. Étude de sa réactivité avec les aldéhydes cycliques.* Note (*) de MM. **Georges Habib Labib** et **Paul Cordier**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'acide styrylpyruvique se condense avec les aldéhydes cycliques en milieu acéto-chlorhydrique à chaud en donnant des β-styryl γ-aryl α-cétobutyrolactones dont on a étudié les propriétés.

L'acide styrylpyruvique $C_6H_5—CH=CH—CH_2—CO—CO_2H$ a été obtenu

par M. Fétizon, H. Fritel et P. Baranger [1]. Nous avons utilisé le mode de préparation de ces auteurs à partir de la cinnamylidène-rhodanine



et obtenu dans de bonnes conditions cet acide α-cétonique F 189° (Fétizon, Fritel et Baranger F 189-193°).

Nous avons essayé de préparer ce composé par hydrolyse et décarboxylation de l'ester styryloxalacétique

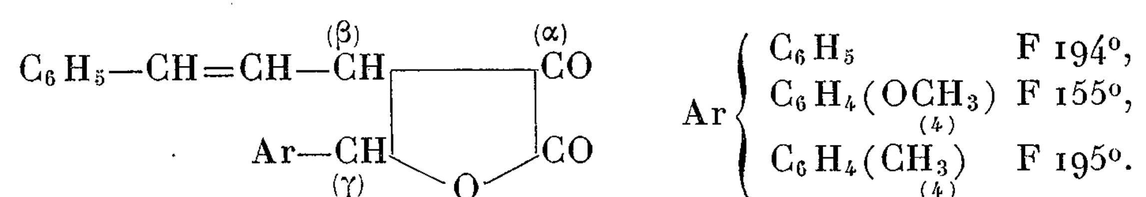


en nous inspirant pour l'obtention de cet ester du procédé de K. von Auwers et H. Möller [2]; nous n'avons pu isoler dans les conditions opératoires réalisées que de petites quantités d'acide styrylpyruvique par suite de la facile résinification de l'ester styryloxalacétique.

Nous avons préparé l'ester méthylique F 120°,5 et l'ester éthylique F 104°,5 de l'acide α-cétonique; ces deux esters instables se décomposent au bout de quelque temps avec formation d'aldéhyde cinnamique.

1. L'hydrogénation de l'acide styrylpyruvique par le nickel de Raney en milieu aqueux sodique ou bicarbonaté nous a donné l'acide δ-phényl α-hydroxyvalérianique $C_6H_5—(CH_2)_3—CHOH—CO_2H$ (aiguilles F 81°,5); nous n'avons pu saisir la formation du terme intermédiaire résultant de l'hydrogénation préalable de la liaison —CH=CH—, c'est-à-dire de l'acide phéno-éthylpyruvique $C_6H_5—CH_2—CH_2—CH_2—CO—CO_2H$; l'hydrogénation s'effectue simultanément au niveau de la liaison éthylénique et du carbonyle. Nous n'avons pu réaliser l'hydrogénation en milieu alcoolique.

2. Nous avons examiné le comportement de l'acide α-cétonique éthylénique vis-à-vis d'aldéhydes cycliques : benzoïque, anisique, *p*-toluique. Nous avons constaté que l'acide styrylpyruvique se condensait en milieu acétochlorhydrique à chaud avec les aldéhydes aromatiques indiqués; on obtient avec des rendements de 46 à 52 % les β-styryl γ-aryl α-cétobutyrolactones

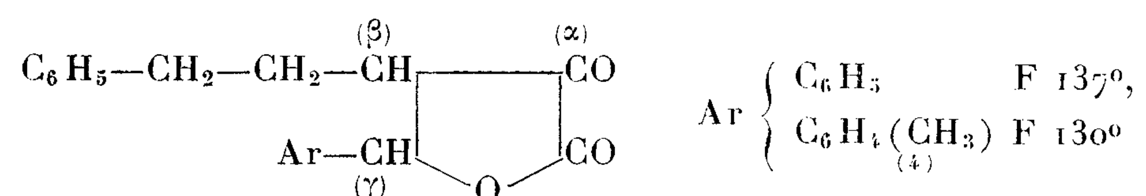


Mode opératoire. — On chauffe en milieu acétique en présence d'acide chlorhydrique à 10 % quantités équimoléculaires d'acide styrylpyruvique et d'aldéhyde à 100° pendant 7 h, après élimination du solvant sous vide le résidu est repris par l'éther, la couche éthérée est

épuisée par une solution de bicarbonate de potassium; l'acidification de la liqueur séparée provoque la précipitation d'une petite quantité d'acide α-cétonique; la solution éthérée résiduelle est agitée avec de la soude à 3 %, le liquide aqueux donne par acidification par l'acide chlorhydrique dilué la cétolactone qui est purifiée par cristallisation dans l'alcool dilué.

Ces cétolactones énolisables sont parfaitement titrables (monoacides) en présence de phénolphtaléine et donnent en solution alcoolique assez concentrée une coloration brune persistante avec Cl_3Fe. Elles sont décomposées rapidement à chaud en milieu alcalin en donnant l'aldéhyde aromatique et l'acide α-cétonique.

L'hydrogénation par le nickel de Raney de la β-styryl γ-phényl α-cétobutyrolactone et de la β-styryl γ-(*p*-méthylphényl) α-cétobutyrolactone conduit respectivement à la β-phénoéthyl γ-phényl α-cétobutyrolactone et à la β-phénoéthyl γ-(*p*-méthylphényl) α-cétobutyrolactone



Ces dernières α-cétolactones saturées ont déjà été préparées par l'un de nous ([3]) par condensation de l'ester phénoéthyloxalacétique avec les aldéhydes benzoïque et *p*-toluique.

Nous n'avons pu isoler à l'état pur la β-phénoéthyl γ-(*p*-méthoxyphényl) α-cétobutyrolactone provenant de l'hydrogénation de l'α-cétolactone non saturée correspondante.

(*) Séance du 21 octobre 1957.

([1]) *Comptes rendus*, **237**, 1953, p. 1722.

([2]) *J. Prakt. Chem.*, (2), **109**, 1925, p. 137.

([3]) G. H. Labib, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 2396.

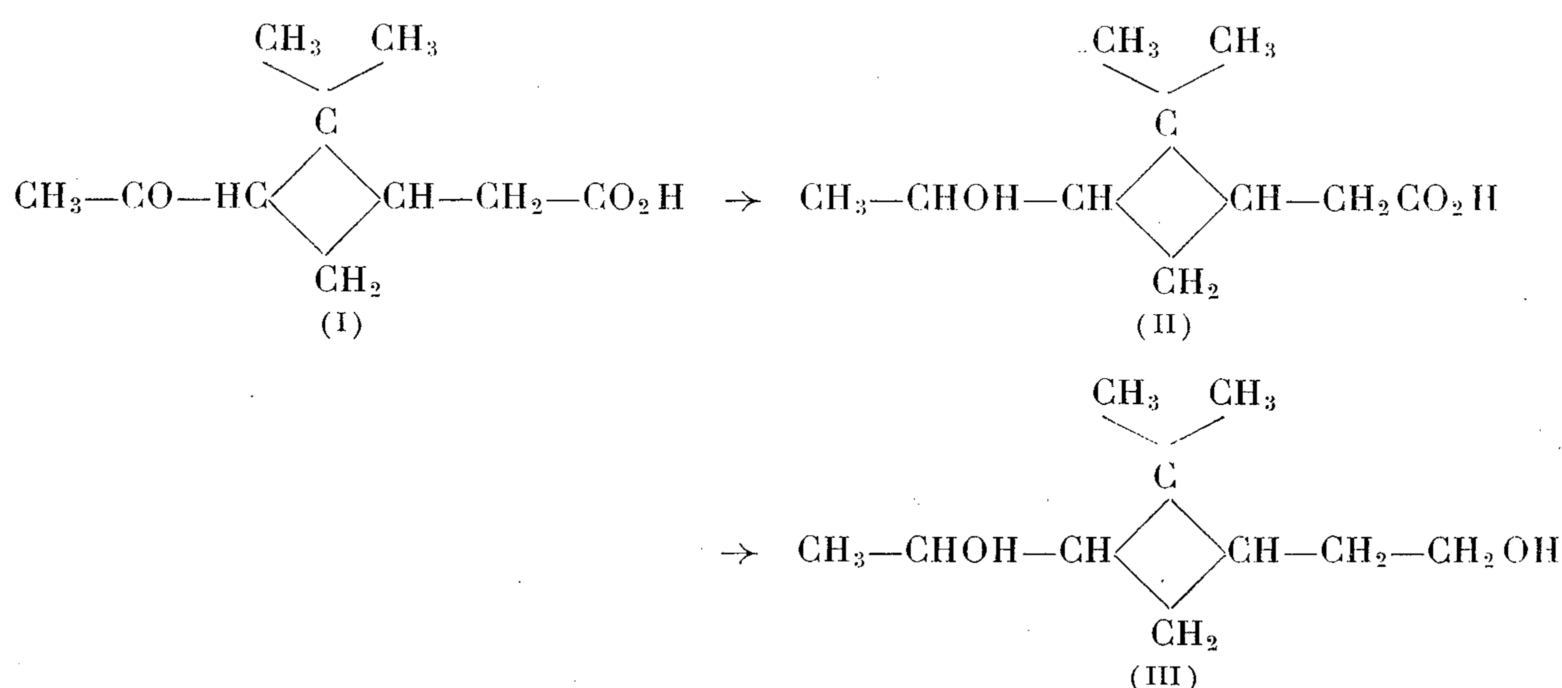
(Laboratoire de Pharmacie chimique, Faculté de Pharmacie, Strasbourg.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'obtention du diméthyl-2.2 [hydroxy-1' éthyl]-3 (hydroxy-2' éthyl)-1 cyclobutane.* Note de Mme **Marcelle Harispe** et Mlle **Aline Bargeboer**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'hydrure de lithium aluminium présente un grand intérêt dans l'hydrogénation de molécules fragiles et possède l'avantage, sur le nickel de Raney, de pouvoir transformer aisément les fonctions carboxylées en fonctions hydroxylées.

Par hydrogénation de l'acide pinonique (I) ou de ses esters au moyen de ce

réactif, nous avons pu atteindre le glycol correspondant ou *diméthyl*-2.2 (*hydroxy*-2′ *éthyl*)-1 [*hydroxy*-1′ *éthyl*]-3 *cyclobutane* (III), dérivé non encore décrit, à notre connaissance. L'acide pinolique (II), terme intermédiaire de cette hydrogénation, a pu aussi être identifié



La technique de l'hydrogénation de l'acide et de ses esters est la même ; nous indiquons ici celle de l'ester éthylique qui nous a donné d'excellents rendements.

Dans un ballon à trois tubulures, muni d'un réfrigérant ascendant, d'un agitateur et d'une ampoule à brome, nous avons introduit 300 ml d'éther anhydre et 6 g (0,15 M) d'hydrure de lithium aluminium (excès sur la théorie qui est de 2,8 g), puis peu à peu, par l'intermédiaire de l'ampoule à brome, 10,6 g (0,05 M) de *d-pinonate d'éthyle* fraîchement distillé $[\alpha]_D + 45°5$ (liquide pur) ; la réaction est énergique ; on la termine en chauffant au bain-marie le ballon, pendant 2 h. Après destruction par l'eau, avec précautions, de l'excès d'hydrure, et dissolution de l'alumine par l'acide sulfurique au quart (jusqu'à pH 2), on sépare par décantation la solution éthérée et épuise à l'éther la solution aqueuse après l'avoir saturée de chlorure de sodium. Les solutions éthérées réunies sont alors lavées avec une solution saturée de carbonate de sodium. Par distillation du solvant la solution éthérée neutre laisse 8 g de glycol. Rdt 92 %.

Après distillation, le diméthyl-2.2 (hydroxy-2′ éthyl)-1 (hydroxy-1′ éthyl)-3 cyclobutane, est un liquide excessivement visqueux; qui se solidifie lentement en un vernis incolore $É_3$ 128-129° ; $É_{10}$ 153-154°, $É_{20}$ 170-171° ; n_D^{18} 1,475 ; $\rho_D - 21°$.

Analyse : $C_{10}H_{20}O_2$, trouvé %, C 68,81 ; H 11,74 ; calculé %, C 69,38 ; H 11,70.

Le diester acétique, obtenu par acétylation pyridinée, est un liquide odorant $É_{16}$ 145° ; n_D^{23} 1,445. Analyse : $C_{14}H_{24}O_4$, trouvé %, C 65,60 ; H 9,72 ; calculé %, C 65,72 ; H 9,40.

Dans une de nos expériences sur l'hydrogénation de l'*acide libre* dans laquelle l'agitation était peut-être moins efficace, les rendements en glycol ont été moins élevés, conséquence de l'insolubilisation partielle du composé intermédiaire formé (¹). Nous avons recherché alors, les produits acides dans la solution carbonatée provenant du lavage des solutions éthérées. Nous avons retrouvé ainsi 60 % d'acide pinolique caractérisé par son point de fusion F 114° non déprimé par mélange avec témoin. L'acide pinolique est donc, comme on pouvait le prévoir, le terme intermédiaire de l'hydrogénation.

Nous avons également soumis l'hydroxy-3 pinanone-2 à l'action hydrogénante de l'hydrure de lithium aluminium et obtenu, avec des rendements quantitatifs le déhydroxy-2.3 pinane, aiguilles ($CHCl_3$) F 170°,5, déjà décrit (²).

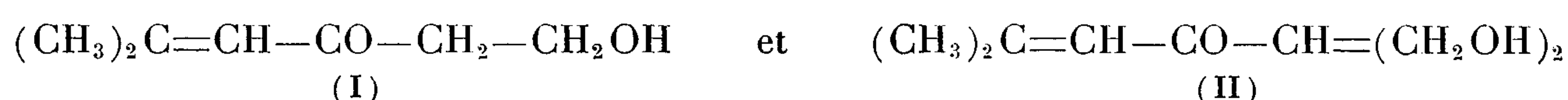
(¹) M. S. Newman et N. C. Deno, *J. Amer. Chem. Soc.*, 73, 1951, p. 644.
(²) M. Delépine et M. Grandperrin, *C. R.* 65ᵉ *Congrès des Sociétés Savantes*, Besançon, 1932, p. 101.

(*Faculté de Pharmacie, Paris.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Condensation de l'oxyde de mésityle et du trioxyméthylène à l'aide d'échangeurs d'ions.* Note de M. **Joseph Wiemann** et Mme **Sa-Le Thi Thuan**, (¹) présentée par M. Marcel Delépine.

La condensation mixte indiquée donne plus facilement mais d'une façon analogue à l'oxyde de mésityle (²), (³) une aldolisation sur le groupement acétyle de l'oxyde de mésityle.

Nous avons montré antérieurement que l'oxyde de mésityle se condensait en présence d'échangeurs d'anion vers 95° sur le groupement acétyle de l'oxyde de mésityle en fournissant la triméthyl-3.3.5 isopropylidène-4 cyclohexène-2 one-1 (²), (³), l'étude de la condensation mixte d'oxyde de mésityle-trioxyméthylène faite dans les mêmes conditions nous donne d'une façon analogue, mais plus facilement, l'aldolisation sur le même groupement; on obtient, en effet, surtout les deux produits



$(CH_3)_2C{=}CH{-}CO{-}CH_2{-}CH_2OH$ (I) et $(CH_3)_2C{=}CH{-}CO{-}CH{=}(CH_2OH)_2$ (II)

La structure du produit (I) a été établie par hydrogénation catalytique par le nickel de Raney; le produit saturé obtenu $C_7H_{14}O$; $É_{13}$ 100-102°; n_D^{21} 1,4424; d_4^{21} 0,967 (R.M 36,85 pour 36,91 calculé) donne dans son spectre infrarouge pour la région des doubles liaisons uniquement une raie vers 1715 cm⁻¹; traité par la potasse aqueuse à 10 % à reflux pendant 1 h 30 mn, on obtient après neutralisation par l'anhydride carbonique, extraction à l'éther et distillation, à partir de 5,5 g du produit saturé, 3,9 g d'un composé É 117°; $n_D^{22,5}$ 1,4258; $d_D^{22,5}$ 0,804; mais le spectre infrarouge montre la présence d'une cétone saturée (bande à 1720 cm^{-1}) et d'une cétone α-éthylénique (bande à 1680 et 1630 cm^{-1}); la dinitro-2.4 phénylhydrazone de ce mélange se fait avec un rendement de 70 %; après chromatographie sur alumine de 0,5 g du mélange des phénylhydrazones, on isole deux dérivés, l'un F 95-96° (100 mg) correspond à la dinitro-2.4 phénylhydrazone de la méthyl-4 pentanone-2, $C_{13}H_{16}N_4O_4$ (N 19,75 pour 19,61 calculé), qui fond à 95° (⁴); l'autre phénylhydrazone F 115-116° (360 mg) est en quantité bien plus abondante. Aussi la semicarbazone faite sur le même mélange permet d'isoler facilement un composé F 171-172°; $C_8H_{15}ON_3$

(C 56,82; H 9,23; N 24,80 pour 56,78; 8,94 et 24,83 calculé); c'est la semicarbazone de la cétone éthylénique $(CH_3)_2CH—CH_2—CO—CH = CH_2$.

Le cétone-diol (II) isolé d'abord d'une façon approchée par distillation, cristallise en grande partie et fond alors à 66-67°. Il a bien la composition $C_8H_{14}O_3$ (C 60,60; H 9,03 pour 60,74 et 8,92 calculé); l'hydrogénation de 10,4 g en présence du nickel de Raney donne : $É_{15}$ 148-150° (1,5 g); $É_{15}$ 103-105° (5 g); n_D^{21} 1,4424; d_4^{21} 0,967; il se condense de l'ordre de 1 g de polyoxyméthylène dans un piège refroidi par la carboglace; ce dernier est caractérisé par son dérivé cristallisé donné par le dimédon [F 191°, on donne 191° ([5])]. La fraction $É_{15}$ 103-105° présente les mêmes constantes et donne le même spectre infrarouge que le composé (I).

La dégradation facile des dérivés saturés correspondant aux composés (I) et (II) montre que dans ces derniers, les groupements carbonyle et hydroxyle sont en position 1,3; ceci justifie les formules proposées.

Les rendements en ces deux produits (I) et (II) sont assez bons, ainsi 250 g d'oxyde de mésityle, 200 g de trioxyméthylène, 150 g d'allassion chauffés pendant 26 h à 95° donnent après lavage au benzène, deux phases. La fraction benzénique donne par distillation : 160 g d'oxyde de mésityle n'ayant pas réagi, 230 g de résidu; celui-ci distillé donne, entre autres, les fractions : $É_{15}$ 30-90° (14,6 g); $É_{15}$ 40-100° (8 g); $É_{15}$ 120-143° (16 g); $É_{15}$ 143-154° (9,8 g); $É_3$ 131-140° (26 g); résidu 25 g. Les pertes proviennent de la vaporisation de l'excès de trioxyméthylène.

Après plusieurs redistillations avec une colonne correspondant à cinq plateaux théoriques, on isole les deux fractions : $É_{14}$ 92-94° (24 g) et $É_{15}$ 135-140° (24 g).

Le détail des opérations sera décrit dans un autre recueil.

(1) Avec la collaboration technique de Mlle Françoise Landerer.
(2) J. Wiemann et Mme Sa-Le Thi Thuan, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1957, p. 697.
(3) J. Wiemann, Mme Sa-Le Thi Thuan et J. M. Conia, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1957, p. 908.
(4) Shriner et Fuson, *The systematic Identification of organic compounds*, p. 262.
(5) D. Spencer et T. Henshall, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, 1943.

(*École Normale*, 24, *rue Lhomond*, *Paris*, 5e.)

RADIOCRISTALLOGRAPHIE. — *Étude radiocristallographique de l'influence de l'eau sur la structure de divers amidons.* Note (*) de M. **Charles Legrand** et Mme **Olga Yovanovitch**, présentée par M. Maurice de Broglie.

Les amidons étudiés au moyen d'une technique radiocristallographique précise se classent comme suit : Groupe A : maïs, manioc, riz, blé; Groupe B : pomme de terre, arrow-root. Les modifications des diagrammes, consécutives à la déshydratation, mettent en évidence le rôle de l'eau, générateur d'ordre dans les zones organisées de l'amidon.

Il est bien connu ([1]), ([2]), que les amidons en présence d'eau fournissent des diagrammes de diffraction de rayons X qui révèlent une assez bonne organisation cristalline. A l'état sec, ils ne possèdent plus qu'un diagramme diffus. Cette transformation montre bien le rôle de l'eau, facteur d'ordre.

Nous nous sommes proposés d'étudier l'évolution des diagrammes de rayons X lorsque la quantité d'eau absorbée par l'amidon varie. Des amidons de différentes origines ont été examinés : maïs, pomme de terre, manioc, arrow-root, riz, blé.

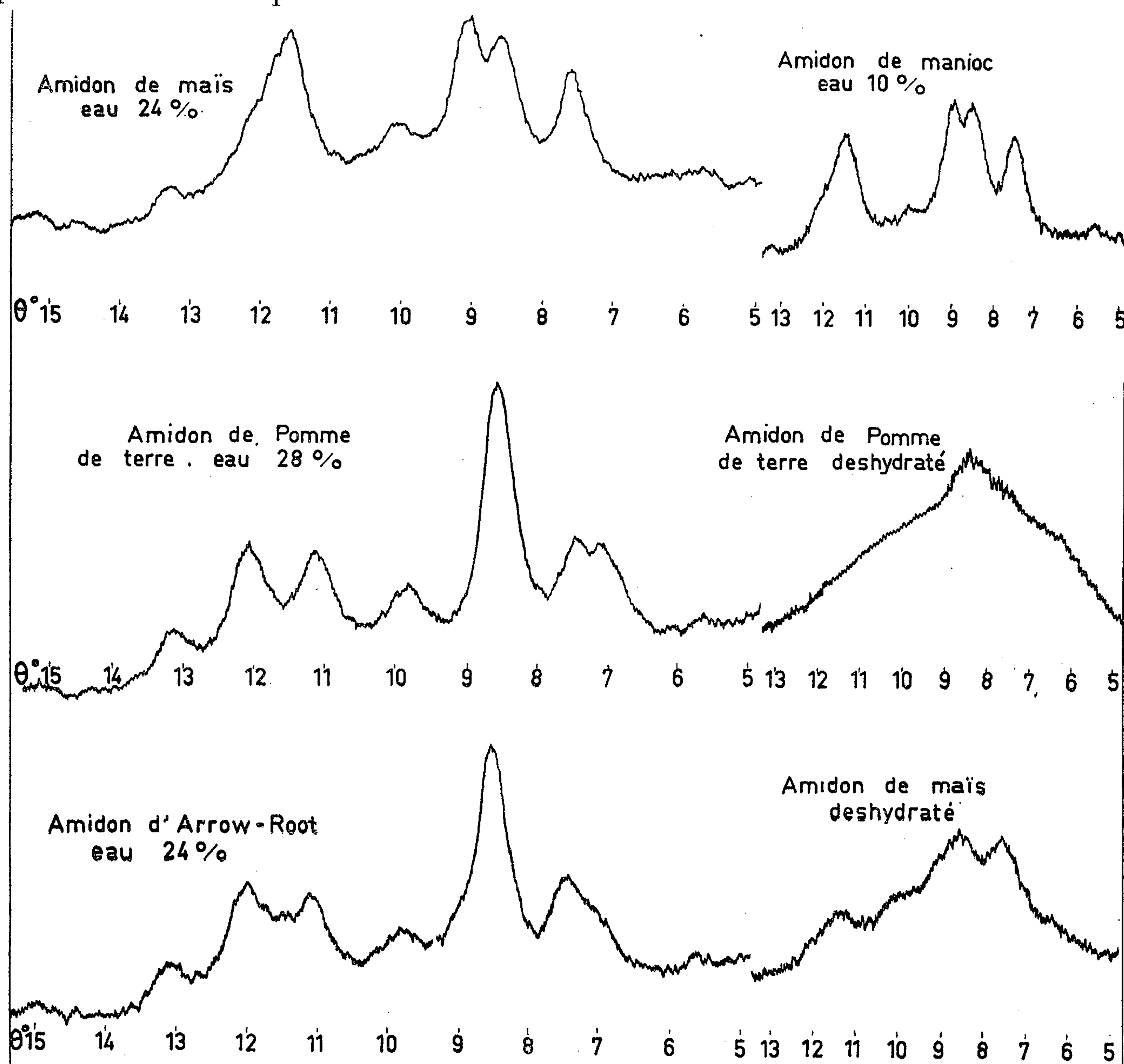
A la technique photographique qui exige, dans le cas des amidons, des temps de pose de plusieurs heures, nous avons substitué celle, plus précise et plus rapide, de l'enregistrement du diagramme par compteur Geiger-Müller avec le montage goniométrique de Bragg-Brentano; la durée d'un enregistrement n'excède pas 40 mn; de plus, on opère avec une plus grande quantité de matière maintenue dans un état mieux défini.

Les divers amidons gardés au contact de l'atmosphère contenaient environ 10 % d'eau en poids, soit une molécule H_2O par motif $C_6H_{10}O_5$. L'hydratation des échantillons était obtenue par leur séjour en atmosphère-vapeur d'eau saturante pendant des temps convenables (jusqu'à six semaines), la quantité d'eau absorbée étant déterminée par pesée; un dispositif simple abritait l'échantillon contre toute perte d'eau pendant l'enregistrement du diagramme. La déshydratation des amidons, commencée à l'étuve à 115° était poursuivie après installation de l'échantillon sur la plate-forme du goniomètre, soit par l'action d'un rayonnement infrarouge, soit par le chauffage du porte-échantillon au moyen d'un dispositif construit au Laboratoire ([3]), un balayage par un courant d'azote chaud protégeant la surface de l'échantillon; la température était maintenue à 120° C $\pm$ 3° C.

Les amidons très humides (25 à 30 % d'eau en poids) fournissent les diagrammes de diffraction les plus riches en raies; ils permettent des mesures assez précises dont les résultats sont rassemblés dans le tableau suivant :

Amidons de :											
Maïs											
Dist. rét. (Å)....	7,90		5,86	5,18	4,92		4,43		3,85	3,30	2,94
Intensité........	t fb		fo	fo	fo		m		fo	fb	t fb
Manioc											
Dist. rét. (Å)....	7,89		5,88	5,21	4,95		4,43		3,88	3,36	
Intensité........	t fb		fo	fo	fo		fb		fo	fb	
Pomme de terre											
Dist. rét. (Å)....	7,89	6,23–	5,98	5,18		4,52		4,00	3,69	3,38	2,97
Intensité........	fo	fo	fo	t fo		m		fo	fo	m	t fb
Arrow-root											
Dist. rét. (Å)....	7,89		5,94	5,15		4,52		4,00	3,70	3,41	2,97
Intensité........	t fb		fo	t fo		m		fo	fo	m	t fb

On constate que les diagrammes des amidons de maïs et de manioc sont identiques. Le diagramme de l'amidon d'arrow-root ne présente avec celui de l'amidon de pomme de terre qu'une seule différence : l'absence apparente de la raie correspondant à la distance réticulaire $d = 6{,}23$ Å; en fait cette raie existe mais elle est dissimulée par la raie voisine, un peu plus intense correspondant à $d = 5{,}94$ Å; par suite d'un désordre plus accentué, cette dernière est plus élargie pour l'amidon d'arrow-root que pour l'amidon de pomme de terre.



Au cours de la déshydratation d'échantillons très humides (25 à 30 % d'eau), les diagrammes des amidons de maïs et de manioc restent inchangés jusqu'aux très faibles teneurs en eau; la déshydratation des amidons de pomme de terre et d'arrow-root entraîne au contraire l'élargissement progressif de certaines raies; ainsi, lorsque l'amidon de pomme de terre contient moins de 21 % d'eau, les raies $d = 6{,}23$ Å et $d = 5{,}98$ Å se confondent pour donner un palier; l'amidon d'arrow-root montre la même évolution du groupe de raies $d = 4{,}00$ Å et $d = 3{,}70$ Å.

La déshydratation maximum accuse encore la différence de comportement des deux groupes : les amidons de pomme de terre et d'arrow-root ne montrent plus qu'un halo d'où émerge le sommet de la raie $d = 5{,}18$ Å qui correspond à la période le long des chaînes d'amidon. Le diagramme de l'amidon de maïs varie de façon moins accentuée : trois raies restent distinctes correspondant à $d = 5{,}86$ Å, $d = 5{,}18$ Å et $d = 3{,}85$ Å; cette dernière est très affaiblie; une dessiccation de plusieurs heures ne change pas l'aspect du diagramme.

L'ensemble de ces observations permet de classer les amidons étudiés de la façon suivante :

Groupe A : amidons de maïs, manioc, riz, blé.

Groupe B : amidons de pomme de terre, d'arrow-root. J. R. Katz (1) a défini un groupe C comportant, entre autres amidons, ceux du manioc et de l'arrow-root. Or, nous avons observé pour le manioc un spectre typique A; quant à l'arrow-root, il perd en s'hydratant, le caractère essentiel du groupe C : l'absence des raies $d = 4{,}00$ Å et $d = 3{,}70$ Å; l'amidon d'arrow-root appartiendrait donc au groupe B.

D'autre part, l'absorption d'eau modifie les intensités de certaines raies, mais laisse leur position inchangée.

L'évolution du diagramme pendant la déshydratation est caractéristique du groupe auquel appartient l'amidon. D'autre part, elle montre que l'eau améliore l'ordre dans les régions déjà les mieux ordonnées et l'a crée probablement dans les régions les plus voisines. Enfin, elle prouve que l'eau pénètre les amidons de façon anisotope ce qui est conforme à la nature et à la répartition des liaisons le long des chaînes. Toutefois, une interprétation détaillée de l'action de l'eau sur les zones les mieux organisées exigerait une connaissance précise de la structure cristalline de l'amidon, connaissance qui fait encore défaut.

(*) Séance du 21 octobre 1957.

(1) J. R. Katz, *Z. Phys. Chem.*, A, **150**, 1930, p. 37.

(2) St. V. Náray-Szabo, *Liebigs Ann.*, **465**, 1928, p. 299; *Z. Phys. Chem.*, A, **151**, 1930, p. 420.

(3) C. Legrand et H. Gervais, à paraître (*Bull. Soc. Minéralogie*).

HYDROLOGIE. — *Sur la composition des eaux et des gaz spontanés de quelques sources thermominérales de Haïti.* Note de Mme **Lucienne Blanquet** et M. **André Morette**, présentée par M. René Fabre.

Étude des eaux de quatre sources thermominérales de la République de Haïti. Trois sont chlorurobicarbonatées. La quatrième est chloruro-sulfurée bicarbonatée sodique fortement sulfhydrique; son origine doit être imputée, d'après la composition des gaz d'accompagnement, à la réduction fermentaire et à la dilution par l'eau météorique d'eau de mer d'infiltration.

Le sol montagneux et souvent volcanique de Haïti recèle un certain nombre de sources thermominérales. Parmi celles-ci, à la suite d'une mission de l'une de nous, ont été étudiées les eaux de Boynes (terrains tertiaires), de Jérémie (basalte), de Los Pozos (terrain crétacé à andésites et diorites) qui émergent à l'intérieur du pays et des Sources Puantes situées au bord de la mer.

I. Les eaux de Boynes et celles de Jérémie ne diffèrent sensiblement que par l'assez forte teneur de ces dernières en silice; elles entrent dans la catégorie des eaux chloruro-bicarbonatées faibles.

La minéralisation de Los Pozos est plus forte; il s'agit d'une eau chloruro-bicarbonatée sodico-calcique, légèrement sulfurée, très légèrement radioactive.

	Boynes (eau 49°, air 30°) 23 février 1957.	Jérémic (eau 42°, air 30°) 27 février 1957.	Los Pozos (eau 42°, air 31°) 4 mars 1957.
pH	7	7,8	7
Alcalinité (ml sol N/10/l)	45,5	13	55
Sodium (mg/l)	53	130	207
Potassium »	6	2	6
Calcium »	54	25	128
Magnésium »	24	1	41
Fer »	0	0,1	0
Arsenic »	0,0005	0	0
Chlorure »	41	121	433
Sulfate »	69	111	35
Carbonate (HCO_3^-) (mg/l)	279	80	335
SiO_2 (mg/l)	32	68	17
CO_2 libre (mg/l)	111	0	61
H_2S libre »	111	0	0
Soufre total des sulfures (en H_2S) (mg/l)	0	0	9
Résidu fixe à 180° (mg/l)	416	497	1 040
» sulfaté »	513	562	1 290
Résistivité (ϖ cm^{-1} cm^{-2})	1 768	1 548	693
Radioactivité (mμc/l)	0	0	1,4

2. La minéralisation de l'eau des Sources Puantes est très élevée; il n'y a pas d'oxygène. Il s'agit d'une eau chlorurosulfurée bicarbonatée sodique, fortement sulfhydrique, de très faible radioactivité. La teneur en soufre (110,8 mg S total) place cette eau à un rang intermédiaire entre celle de Challes-Grande Source (205 mg) [1] et celle d'Enghien-Source du Lac (73 mg) [2].

On peut connaître [3] les concentrations ioniques respectives à différentes concentrations globales d'une solution de sulfure ou de sulfhydrate de sodium purs; dans le cas d'une eau naturelle sulfurée et carbonatée, la prévision de la composition ionique quantitative est pratiquement impossible.

Sources Puantes
[eau 36°, air 32° (20 février 1957)].

I. Eau.

pH	7,25
Alcalinité (ml sol. N/10/l)	95
Sodium (mg/l)	3 800
Potassium (mg/l)	18
Calcium »	528
Magnésium »	259
Fer »	0
Arsenic »	0,005
Chlorure »	6 649
Sulfate »	810
Carbonate (HCO_3) (mg/l)	489
SiO_2 (mg/l)	38
CO_2 libre (mg/l)	95,4
H_2S libre »	92,8
Soufre combiné (en H_2S) (mg/l)	24,9
Résidu fixe à 180° (mg/l)	12 414
» sulfaté »	14 899
Résistivité (ω cm^{-1} cm^{-2})	55
Radioactivité (mμc/l)	1,8

Gaz dissous (par litre).

Volume total (0°, 760 mm)	119,5 ml
H_2S	61,2 ml 92,8 mg
CO_2	48,6 ml 95,4 mg
O_2	0
CH_4	0,51 ml 0,36 mg
N_2 et gaz avalents	9,2 ml

Gaz combinés (par litre).

Volume total (0°, 760 mm)	191,1 ml
H_2S	16,3 ml 24,9 mg
CO_2	174,8 ml 343,2 mg

II. Gaz spontanés.

H_2S (%)	3,67	CH_4 (%)	4,12
CO_2 »	14,75	Gaz réducteurs autres que	
CO »	0	H_2S (%)	0
O_2 »	0	N_2 et gaz avalents (%)	77,46

L'expérience réalisée ici (extraction à la trompe à mercure des gaz de l'eau, d'abord soumise au vide à 40° C, puis acidulée à la température ordinaire par l'acide sulfurique à raison d'une demi-mole par litre) montre qu'à une température voisine de celle de l'émergence, on extrait en premier lieu une proportion plus élevée d'hydrogène sulfuré que celle extraite après acidification. La première quantité d'hydrogène sulfuré ainsi obtenue peut être désignée par hydrogène sulfuré libre; le reste représente le soufre sulfuré combiné qui, par commodité, est également exprimé en H_2S. On a ainsi :

$$\frac{H_2S \text{ lib.}}{H_2S \text{ comb.}} = 3{,}73.$$

La valeur élevée de ce rapport, en accord avec la valeur du pH de l'eau, est en conformité avec les conclusions de travaux antérieurs ([4]), ([5]).

Les résultats analytiques ci-dessus ont été comparés à ceux fournis par l'analyse de l'eau de mer prélevée sur la côte voisine; or les quantités respectives des constituants sont entre elles dans la proportion de 2,50 à 3; l'eau des Sources Puantes est donc de l'eau de mer diluée dans ce rapport; il existe

dans la première un déficit en anions sulfate qui est exactement compensé par la présence du soufre sulfuré.

D'autre part, on trouve dans les gaz d'accompagnement une proportion notable de méthane, indice d'une fermentation organique, à côté de la présence d'anhydride carbonique et d'hydrogène sulfuré et de l'absence d'oxygène; la recherche de l'oxyde de carbone a été négative en accord avec des observations antérieures de Nicloux ([6]) sur les sources françaises; le méthane a été signalé dans certaines eaux souterraines et il a été rencontré dans les gaz d'accompagnement des sources de Bagnères de Luchon par Moureu et Lepape ([7]).

Ainsi, on doit considérer que l'eau des Sources Puantes provient de la pénétration de l'eau de mer dans le sous-sol avec intervention d'une fermentation de matières organiques et réduction des sulfates ([8]) et, en outre, avec dilution par les eaux météoriques d'infiltration.

([1]) DESGREZ, BIERRY et LESCOEUR, *Ann. Inst. Hydrol. Climat.*, 2, 1924, p. 247.
([2]) E. HALLÉ, *Contribution à l'étude des eaux sulfureuses d'Enghien* (*Thèse Doct. Pharm.*, Paris, 1900).
([3]) JELLINEK et CZERWINSKI, *Z. physik. Chem.*, 102, 1922, p. 443.
([4]) DESGREZ, LESCOEUR et Mlle MANJEAN, *Ann. Inst Hydrol. Climat.*, 4, 1926, p. 237.
([5]) CAZAUX, CANNELAS et THOMASSIN, *Ann. Inst. Hydrol. Climat.*, 25, 1954, p. 47.
([6]) *Ann. Inst. Hydrol. Climat.*, 4, 1926, p. 1.
([7]) *J. Chim. Phys.*, 11, 1913, p. 118.
([8]) HOPPE-SEYLER, *Z. physiol. Chem.*, 10, 1886, p. 401.

OPTIQUE ATMOSPHÉRIQUE. — *La lumière du ciel nocturne en été à Tamanrasset.*

Note de M. **DANIEL BARBIER**, présentée par M. Pierre Lejay.

Le comportement de la lumière du ciel nocturne est assez différent à Tamanrasset et en Haute-Provence. On a mis en évidence un phénomène particulier montré par la raie rouge dans la première de ces deux stations.

1. A l'occasion de l'Année Géophysique Internationale, un photomètre à huit couleurs identique à celui qui se trouve à l'Observatoire de Haute-Provence ([1]) a été installé à Tamanrasset ($L = 5°, 32' E$; $\varphi = 22°, 47' N$).

Les observations ont commencé le 29 mai 1957.

On a constaté que les radiations observées du ciel nocturne se répartissent dans les trois mêmes groupes qu'en Haute-Provence ([2]), d'après leurs propriétés de covariation. Ces groupes sont, rappelons-le :

A. Raie verte de [OI], régions situées à 5 260 dans le bleu et dans l'ultraviolet.

B. Raies D du sodium, bandes de OH.

C. Raies rouges de l'oxygène.

2. Nous donnons ci-dessous pour les radiations principales, les valeurs moyennes obtenues à Tamanrasset (TAM) pour chaque période d'observation (époque sans lune) et pour la comparaison les valeurs correspondantes résultant des observations en Haute-Provence (HP). Elles sont exprimées en millions de transitions par seconde dans une colonne verticale de 1 cm² de section de droite (pour les bandes de OH, il s'agit d'une valeur moyenne pour 100 Å de spectre dans la région $\lambda > 6\,700$ Å).

TABLEAU I.

	5 577 [OI].		Na D.		6 300 [OI].		OH.	
	TAM.	HP.	TAM.	HP.	TAM.	HP.	TAM.	HP.
1957. 29 mai-7 juin	320	595	170	250	80	125	100	170
» 17 juin-6 juillet	250	570	160	225	80	130	100	115
» 17 juillet-3 août	250	520	150	200	80	125	100	105
» 19 août-3 septembre	260	340	180	175	80	125	110	100

On voit que toutes ces radiations sont nettement plus faibles à Tamanrasset et qu'en outre elles varient beaucoup moins, de mois en mois, qu'en Haute-Provence.

3. Au cours d'une même nuit, la variation de l'intensité en fonction du temps suit une marche très différente dans les deux stations d'observation (pour les radiations 5 577, D et OH); elle paraît un peu plus régulière d'une nuit à l'autre à Tamanrasset.

4. La variation de 6 300 [OI] est très régulière en Haute-Provence ([3]). On retrouve trace de cette variation normale à Tamanrasset mais elle est très souvent complètement déformée par un phénomène qui consiste en ceci :

A un moment quelconque de la nuit, la raie rouge augmente dans un rapport qui peut atteindre 10. La durée du maximum ainsi produit est de l'ordre de 2 à 3 h. Par exemple, pendant une partie de la nuit du 24 au 25 juillet l'intensité, toujours dans la même échelle que précédemment, on a enregistré les valeurs suivantes :

TABLEAU II.

TU	21,30	22,00	22,30	23,00	23,30	0,00	0,30	1,00
I	40	50	100	190	200	100	50	40

En Haute-Provence, un tel comportement aurait presque certainement signifié la présence d'un phénomène auroral, mais justement cette nuit là aucun phénomène auroral n'a été vu en Haute-Provence et en outre l'indice magnétique planétaire K_p était petit. La fréquence avec laquelle ce phénomène se reproduit (peut être une nuit sur trois) exclut d'ailleurs toute interprétation aurorale.

Il paraît établi que très souvent ce maximum de la raie rouge s'accompagne vers la même heure d'un renforcement de toutes les radiations.

Il semble possible qu'un phénomène analogue mais beaucoup plus faible soit observé parfois, et assez rarement, en Haute-Provence.

5. L'aurore assez intense de la nuit du 30 juin au 1[er] juillet qui a été observée en Haute-Provence a donné encore des effets visibles sur les enregistrements de Tamanrasset.

(1) A. BAILLET, *Revue d'Optique*, 34, 1955, p. 361.
(2) D. BARBIER, *The Airglow and the Auroræ*, Pergamon Press, Londres, 1956, p. 38.
(3) D. BARBIER, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1809.

AGRONOMIE. — *Types d'argile des sols, pluviosités et nutrition potassique de la Pomme de terre et du Blé.* Note de M. **JEAN FRANC DE FERRIÈRE**, M[me] **THÉRÈSE CAMEZ** et M. **GEORGES MILLOT**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Essais d'engrais potassiques de longue durée sur Pomme de terre et sur Blé dans dix champs dont les sols présentent des argiles à constitution minéralogique variée. Les rendements annuels sont étudiés en fonction de la plante cultivée, de la pluviosité, de la nature minéralogique des argiles et de l'importance des fumures potassiques.

INTRODUCTION. — Cette étude porte sur les cultures de Pomme de terre et de Blé effectuées durant un grand nombre d'années sur dix champs de démonstration d'engrais potassiques.

Les types minéralogiques des argiles des divers champs d'essais, déterminés au Laboratoire de Géologie de la Faculté des Sciences de Strasbourg, sont les suivants :

Champs d'essais.	Montmorillonite (%).	Mica (%).	Altérés ou interstratifiés.	Chlorite (%).	Kaolinite.	Quartz.
Ammerzoden	40	AF	–	f	f	f
La Malmare (Le Mans)	20	50	–	–	AF	m
Lieusaint	–	80	f	–	f	m
Ablis	–	60	f	AF	–	F
Beaucouzé	–	60	f	AF	f	F
Lion d'Angers	–	50	f	50	–	f
Saint-Jean-du-Cardonnay	–	AF	–	60	f	F
Le Petit Bèle (Nantes)	–	AF	f	60	–	F
La Harpe (Rennes)	–	AF	–	60	f	TF
Levet	–	m	–	–	m	TF

Proportions des argiles : TF, très forte; F, forte; AF, assez forte; m, moyenne; f, faible.

Chacun des champs comporte trois bandes longitudinales recevant annuellement des fumures potassiques différentes sous forme de chlorure de potassium : en K_0, pas d'engrais potassiques; en K_1, fumures potassiques moyennes; en K_2, fumures potassiques fortes. Une série de soles

transversales portent différentes cultures constituant un assolement normal comportant la Pomme de terre et le Blé. Ces champs ne reçoivent aucune fumure au fumier de ferme.

Les hauteurs d'eau tombées sous forme de pluie jouent un rôle important dans la fixation des rendements annuels; on a donc calculé (en millimètres) les hauteurs de pluie tombée, au cours des années d'essais, durant les cinq mois avril à août pour la Pomme de terre et durant les six mois novembre à avril pour le Blé.

Puis, a été établi, pour chaque champ et pour chaque plante, un graphique portant :

— en ordonnées : les récoltes annuelles obtenues dans les bandes K_0, K_1 et K_2;

— en abscisses : les pluviosités mensuelles cumulées, le millésime de chaque année d'essai figurant en face de la pluviosité correspondante.

De plus, sur chaque graphique une droite à 45° représente les pluviosités croissantes auxquelles il est possible de comparer les trois courbes correspondant aux récoltes K_0, K_1 et K_2 établies en fonction des pluviosités.

Rendements en pomme de terre. — 1. En présence *d'argile partiellement montmorillonitique* (Ammerzoden, La Malmare), les rendements annuels en pomme de terre en K_0, K_1 et K_2 en fonction des pluviosités avril-août se présentent graphiquement sous la forme de trois courbes en chapeau de gendarme, très largement superposées suivant la loi de l'augmentation des rendements moins que proportionnelle à l'augmentation des fumures. Des doses très élevées d'engrais potassiques, dépassant 300 kg/K_2O/ha, se sont montrées nécessaires pour obtenir les rendements en pomme de terre maxima.

2. *En sols à argile micacée dominante* (Lieusaint, Ablis, Beaucouzé, Lion d'Angers), les courbes des rendements en pomme de terre en K_0, K_1 et K_2 s'élèvent à peu près parallèlement et dans le sens des pluviosités croissantes, parfois interrompues en K_0 par un seuil dû à une alimentation potassique constituant un facteur limitant (Lieusaint). Les doses fortes d'engrais potassiques s'avèrent plus efficaces que les doses moyennes.

3. *En sols à argile chloritique dominante* (Saint-Jean-du-Cardonnay, Le Petit Bèle), les graphiques montrent qu'aux pluviosités croissantes correspondent : en K_0 une stagnation des rendements en pomme de terre; mais en K_1 et K_2 des augmentations rapides des rendements jusqu'à un plafond élevé correspondant à de fortes pluviosités, plafond sensiblement confondu pour K_1 et K_2, les fortes doses d'engrais potassiques ne s'avérant pas plus efficaces que les doses moyennes.

4. *En sols à pseudo-argile quartzeuse dominante*, plus ou moins mélangée de chlorite, de kaolinite et d'un peu de mica (La Harpe, Rennes, Levet), on observe les faits suivants :

A La Harpe, les rendements en pomme de terre en K_1 et K_2 sont si proches qu'on est rapidement amené à supprimer les parcelles avec dose forte d'engrais potassiques. Sur le graphique des rendements en tubercules en fonction des pluviosités, on voit que les pluviosités croissantes sont légèrement dépressives sur les rendements en K_0, en l'absence d'engrais potassiques, et sans action visible en K_1. L'apport de fumures organiques sous forme de tourteaux et la culture des engrais verts améliorent nettement l'action des engrais potassiques.

A Levet, action nulle des pluviosités croissantes sur les rendements en pomme de terre en K_0, action très limitée en K_1 et K_2. Il n'a pas été tenté d'essai d'amélioration de la situation par enrichissement du sol en humus.

Rendements en blé d'hiver. — En opposition avec ce qu'on a observé pour la Pomme de terre, les rendements en Blé ont tendance à diminuer avec la croissance des pluviosités de novembre à avril. Cette diminution des rendements en grain en fonction des pluviosités croissantes est peu marquée en sol montmorillonitique; elle est plus accentuée en sols micacés, pour devenir très importante en sols chloritiques, kaolinitiques et quartzeux. Cette chute des rendements en blé due aux fortes pluviosités peut être atténuée par des apports d'humus provenant de fumures humiques ou par la culture des engrais verts.

L'action des doses élevées d'engrais potassiques sur les rendements en blé dépasse celle des doses moyennes en sol montmorillonitique; cette supériorité s'atténue en sols micacés et ce sont au contraire les doses moyennes d'engrais potassiques qui s'avèrent les plus efficaces sur les rendements en blé en sols chloritiques, kaolinitiques et quartzeux. C'est en présence de ces dernières argiles, pauvres en ions K^+, que l'action des doses moyennes d'engrais potassiques est la plus énergique sur les rendements en blé. De plus, on a remarqué que les apports d'engrais humiques ou la culture des engrais verts sont indispensables sur ces sols pour permettre aux engrais potassiques de donner leur pleine efficacité sur les rendements en blé.

NUTRITION. — *Nouvelles recherches sur les effets nutritionnels de l'auréomycine chez le Rat blanc : disparité entre croissance pondérale et protéinogenèse.* Note (*) de MM. **Jean Abraham** et **Raymond Jacquot**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Le bénéfice pondéral provoqué par l'ingestion d'auréomycine est nettement plus important que le gain de tissu protéique concomitant, apprécié soit par le bilan d'azote, soit par analyse directe des carcasses. L'effet de croissance de cet antibiotique n'est donc pas dû à une protéinogenèse accrue. Accessoirement, un essai de libre choix ne montre pas un attrait spécial pour le régime contenant de l'auréomycine.

Les expériences de C. Calet, A. Rerat et R. Jacquot (1), (2), (3), poursuivies sur le Rat blanc avaient montré que le bénéfice pondéral provoqué par l'auréomycine portait essentiellement sur le taux des lipides corporels sans qu'il y ait augmentation parallèle de la protéinogenèse. Cette conception se trouve étayée par les récents travaux de E. W. Hartsook (4) qui observe également une élévation du taux des graisses corporelles chez le Rat recevant cet antibiotique. Néanmoins, d'autres auteurs font état d'une amélioration de la digestibilité et de la rétention azotée après ingestion d'antibiotiques. Devant ces opinions divergentes, il nous a paru nécessaire de reprendre et d'élargir nos précédentes recherches en étudiant simultanément les répercussions de l'emploi alimentaire d'auréomycine sur la vitesse de croissance et la formation du tissu protéique, cette dernière étant appréciée à la fois par le bilan azoté et l'analyse des carcasses.

Conditions expérimentales. — Le régime de base demeure celui antérieurement adopté, à savoir : 80 % de farine blanche, 5 % de margarine, 3 % d'huile d'arachide, 2 % de mousse de cellulose, 4 % de mélange salin, 1 % de mélange vitaminique complet (avec excès de choline). Il s'agit donc d'une ration quantitativement (8 % de protides) et qualitativement (basse valeur biologique) déficiente en azote, mais complète et équilibrée par ailleurs. Le lot témoin comporte 12 rats pris au sevrage. Le lot expérimental de 24 animaux de même poids (36 g) reçoit le régime de base additionné de 100 mg d'auréomycine. L'essai se poursuit de la façon suivante : les variations de poids et les quantités de nourriture ingérée sont évaluées durant toute la durée de l'expérience (63 jours); les bilans d'azote sont faits extemporanément par période de 10 jours; le dosage de l'azote des carcasses est poursuivi sur des rats choisis comme témoins au départ et sur l'ensemble des animaux à la fin de l'essai.

Taux d'ingestion et libre choix. — Sans être strictement identique, le taux d'ingestion est très voisin dans les deux lots (*voir* tableau I). Les animaux se trouvent donc au même niveau nutritionnel et la variable que représente l'appétence est éliminée. Nous avons procédé à une expérience de libre choix en offrant simultanément et *ad libitum* le régime de base et la ration enrichie. L'essai porte sur trois lots de 5 rats et le choix est rapporté à 100 g de nourriture consommée. Voici les résultats :

Consommation pour 100 g *de nourriture ingérée.*

	Régime	
	de base.	à l'auréomycine.
Lot I	41 g	59 g
» II	48	52
» III	49	51
MOYENNES	46	54

Malgré une légère tendance en faveur de la ration avec antibiotique, on ne saurait parler d'une différence fondamentale dans l'attrait qu'exercent les deux nourritures.

Croissance et bilan d'azote. — Le tableau I rassemble les valeurs expérimentales moyennes obtenues sur deux groupes de 5 rats représentatifs des lots.

TABLEAU I.

	Lot	
	témoin.	à l'auréomycine.
Ingesta secs par rat (g)	316	325
Gain de poids moyen (g)	18,8	26,5
Indice de consommation	16,8	12,3
C. U. D. azoté (*)	87,8	89,7
C.R. azoté (**)	46,7	43,2
Bilan azoté (***)	41	38,8

(*) $\frac{\text{N ingéré - N fécal}}{\text{N ingéré}} \times 100$.

(**) $\frac{(\text{N ingéré - N fécal}) - \text{N urinaire}}{\text{N ingéré - N fécal}} \times 100$.

(***) $\frac{\text{N retenu}}{\text{N ingéré}} \times 100$.

On voit de suite la disparité des effets de l'auréomycine selon qu'on les envisage sous l'angle du développement pondéral ou sous celui du métabolisme azoté. D'un côté une influence notable : 40 % d'augmentation dans la vitesse de croissance et 37 % d'amélioration de l'indice de consommation. De l'autre, aucune élévation de l'anabolisme protidique; bien au contraire, on observe une diminution du coefficient de rétention (C. R.) et du bilan d'azote.

Analyse des carcasses. — Nous avons utilisé la méthode des animaux de référence pour connaître la quantité d'azote contenue dans les rats au début de l'expérience. On sacrifie donc 5 rats de 36 g et, après minéralisation totale, on dose l'azote qu'ils renferment. En fin d'expérience, c'est-à-dire après 63 jours de régime contrôlé, on effectue le même dosage sur tous les animaux des deux lots. En confrontant les taux de croissance et l'azote des carcasses, on peut connaître la part que représentent les protéines dans un gain de poids donné. Le tableau II donne les éléments de ce calcul par animal.

Notre raisonnement est, dès lors, le suivant : le gain de poids des rats placés au régime de base, soit 18,8 g (54,8-36), correspond à un emmagasinement de 470 mg d'azote; en absence d'auréomycine il y a donc fixation de 25 mg d'azote par gramme de gain de poids (470 : 12,8). Les rats recevant l'antibiotique ont un gain de poids supplémentaire égal à 7,7 g, ce qui correspond à un gain d'azote supplémentaire de 130 mg;

chaque gramme de poids vif ainsi gagné en supplément ne correspond plus qu'à une fixation de 16,8 mg d'azote (130 : 7,7). C'est la preuve évidente que le bénéfice pondéral provoqué par l'auréomycine porte sur autre chose que le tissu protéique. Ces nouveaux résultats confirment donc pleinement, bien que de manière indirecte, l'hypothèse que nous croyons déjà avoir démontrée, à savoir que l'effet de croissance de l'auréomycine se traduit essentiellement par un engraissement précoce, alors que la protéinogenèse diminue. Le phénomène est trop fin pour être décelé par des simples comparaisons entre la composition des carcasses. Pour le mettre en évidence, il faut analyser le gain de poids supplémentaire provoqué par les antibiotiques et le traduire en gains d'eau, de protides, de lipides, de cendres, etc. On prend comme témoin l'analyse du gain de poids réalisé avec la ration sans antibiotique et c'est la seule manière de savoir si tous les constituants corporels participent à l'effet de croissance des antibiotiques. Nous pouvons affirmer que ce n'est pas le cas pour les protéines.

TABLEAU II.

	Lot témoin.	Lot à l'auréomycine.	
Départ de l'expérience :			
Poids vif (g)	36	36	
N par gramme de poids vif (mg)	27,5	27,5	
N total par rat (mg)	990	990	
Fin de l'expérience :			
Poids vif (g)	54,8	62,5	
N par gramme de poids vif (mg)	26,7	25,5	
N total par rat (mg)	1 460	1 590	
Gains en cours d'expérience :			
Poids vif (g)	18,8	26,5	
Différence (g)			+ 7,7
Gain d'azote (mg)	470	600	
Différence (mg)			+130

Nos conclusions se limitent d'ailleurs au cas du Rat placé à un régime hypoprotéique qui, par lui seul, tend déjà à diminuer la teneur azotée des carcasses comme le montre l'azote calculé par gramme de rat (*voir* tableau II). Il pourrait en être autrement avec d'autres espèces animales et d'autres types de ration.

(*) Séance du 21 octobre 1957.

(1) *Comptes rendus*, **238**, 1954, p. 1071.

(2) C. Calet et R. Jacquot, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 1370.

(3) C. Calet, *Arch. Zootechn.*, n° **1**, 1956 p. 5-59 et n° **2**, p. 111-160.

(4) *J. Nutrit.*, **60**, 1956, p. 97.

(*Laboratoire de Biochimie de la nutrition du C. N. R. S., Bellevue, Seine-et-Oise.*)

BIOLOGIE. — *Détermination du sexe parmi les descendants d'exconjugants dans la variété II de* Paramaecium caudatum. Note de M. **Émile Vivier**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

La détermination du sexe chez les caryonides issus de la descendance de couples CD (variété II) de *Paramaecium caudatum* a montré que le sexe était en rapport, non avec le caryonide, mais avec l'exconjugant.

Les études de Sonneborn et de son école sur *Paramaecium aurelia* ont montré que, dans cette espèce, le sexe des descendants d'un couple était déterminé par le macronoyau. C'est à cette notion que correspond l'unité de culture appelée caryonide. Tous les individus d'un caryonide ont un macronoyau qui provient de la division du même macronoyau; chez *Paramaecium aurelia*, après la conjugaison, le syncaryon se divise deux fois dans l'exconjugant et, des quatre produits de cette division, deux deviennent des macronoyaux; à la première division de cet exconjugant, les deux macronoyaux se séparent et passent chacun dans un individu-fils. Cet individu-fils, qui possède un macronoyau nouvellement formé, est alors le point de départ du caryonide. Donc, à partir d'un exconjugant de *P. aurelia*, on obtient deux caryonides par isolement des individus de la première division. Or Sonneborn a montré que ces caryonides peuvent être, soit tous les deux du même sexe que l'exconjugant dont ils proviennent, soit tous les deux du sexe opposé, soit l'un d'un sexe et l'autre du sexe opposé.

Il était intéressant de vérifier si les mêmes faits se reproduisent chez *Paramaecium caudatum*. Des auteurs qui ont étudié la sexualité chez cette espèce (Gilman, Hiwatashi, Chen), seul ce dernier a publié quelques résultats à ce sujet ([1]), lesquels s'accordent d'ailleurs avec ceux de Sonneborn sur *P. aurelia*. Mais les études de Chen ne semblent pas avoir été très rigoureuses; elles comportent de plus une erreur au départ : en effet, Chen sépare, pour étude, seulement les deux individus provenant de la première division d'un exconjugant et considère ces individus comme point de départ du caryonide. Mais, chez *P. caudatum*, le syncaryon de l'exconjugant se divise trois fois et, des huit noyaux obtenus, quatre se transforment en macronoyaux; par suite, il faut séparer les individus des deux premières divisions pour obtenir un animal pourvu d'un seul macronoyau nouvellement formé, point de départ du caryonide. C'est-à-dire qu'un seul exconjugant de *P. caudatum* donne naissance à quatre caryonides et non à deux comme chez *P. aurelia*.

J'ai donc entrepris une série d'expériences sur ce sujet en utilisant des individus provenant de clones de la variété II, obtenue précédemment ([4]). 80 couples provenant du mélange d'individus de type C (souche *Vi* 11)

et de type D (souche *Vi* 10) ont été isolés. Les descendants des deux premières divisions des exconjugants ont été séparés et repérés comme l'indique le tableau.

Exemple d'isolement et de repérage des caryonides à partir d'un couple.

N° du couple.	Exconjugants.	Individus de 1re division,	Individus de 2e division.	Caryonide.
1	1 a	1 a_1	1 $a_1 \alpha$	*id.*
			1 $a_1 \beta$	»
		1 a_3	1 $\alpha_2 \alpha$	»
			1 $a_2 \beta$	»
	1 b	1 b_1	1 $b_1 \alpha$	»
			1 $b_1 \beta$	»
		1 b_2	1 $b_2 \alpha$	»
			1 $b_2 \beta$	»

Les individus ainsi obtenus à la deuxième division de l'exconjugant sont alors élevés en salières d'abord, en tubes à essais ensuite, jusqu'à obtention d'une population suffisante; lorsque les conditions pour la réalisation de la conjugaison sont obtenues, des essais sont effectués par mélanges avec les clones parentaux, pour la détermination du sexe. Sur les 640 caryonides prévisibles dans l'expérience (8 × 80), 203 seulement ont été obtenus, les autres étant morts au cours des élevages; cette forte mortalité (environ 2/3) n'est pas anormale car les exconjugants sont fragiles, de même que les individus issus des premières divisions (tant que la régulation nucléaire n'est pas complète); de plus, elle n'est certainement pas systématique et n'affecte pas des caryonides déterminés car, dans de nombreux cas, les quatre caryonides d'un même exconjugant ont été obtenus, et, dans trois cas, les huit caryonides descendants d'un couple ont pu être élevés jusqu'aux essais de détermination du sexe. Sur ces 203 clones obtenus, 158 ont donné des réactions d'agglomération et de conjugaison normale avec les clones parentaux au bout de 3 à 6 semaines de culture; les 45 restants n'ont encore donné aucune réaction après 3 mois.

Dans tous les cas où le sexe a pu ainsi être déterminé, *les caryonides provenant d'un même exconjugant se sont révélés être du même sexe, et les caryonides provenant du conjoint se sont révélés être du sexe opposé,* mis à part trois cas où tous les caryonides provenant des deux conjoints ont été tous du même sexe.

Ainsi il apparaît que, chez *P. caudatum,* le sexe n'est pas en rapport avec le caryonide, mais avec l'exconjugant : il n'y a pas de différence de sexe entre caryonides provenant d'un même exconjugant. Le cas où tous les

caryonides de trois couples sont du même sexe peut s'interpréter aisément en admettant qu'il s'agissait de couples « selfing », c'est-à-dire formés par l'union d'individus de même type; c'est d'autant plus vraisemblable que ces caryonides se sont montrés être de type C et que, dans les cultures parentales le « selfing » n'apparaissait que parmi les individus de ce même type. Le cas des 45 clones encore indéterminés a peu de chances de venir infirmer les conclusions précédentes car ils sont formés par tous les descendants vivants de quelques couples; ce fait serait peut-être plutôt à rapprocher d'une observation déjà signalée (³) : lors de la recherche des type-sexuels à partir de Paramécies prises directement dans la nature, il y a toujours un certain nombre de clones qui ne se conjuguent pas par mélange : l'hypothèse avait été émise qu'il pouvait s'agir d'animaux d'un autre type, d'une autre variété; ici il est bien probable que cette explication n'est pas valable, malgré une observation de Y. T. Chen dans ce sens, d'ailleurs mise en doute par T. M. Sonneborn (²); l'explication de cette non-réactivité ne peut donc, pour l'instant, être fournie.

Ces résultats s'opposent à ceux de Y. T. Chen cités au début. Néanmoins, avant de pouvoir les généraliser, il est nécessaire de vérifier s'il en est de même chez d'autres souches de la même variété, et chez les autres variétés connues dans cette espèce. S'ils se confirment, comme des essais partiels le laissent entrevoir, ces résultats poseront le problème du déterminisme du sexe chez *Paramaecium caudatum*; ce déterminisme pourrait alors s'expliquer par des hypothèses différentes de celles émises par Sonneborn pour *Paramaecium aurelia*.

(¹) Y. T. Chen, *Amer. Nat.*, **78**, 1944, p. 333-340.
(²) *Adv. in Genetics*, **1**, 1947, p. 342.
(³) E. Vivier, *Bull. Soc. Zool. Fr.*, **80**, 1955, p. 163-170.
(⁴) E. Vivier, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 3118.

(Laboratoire de Zoologie de la Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand.)

BIOLOGIE. — *Étude du phototropisme des Noctuides (Lépidopt.). Influence de la longueur d'onde à énergie égale.* Note de M. **Claude Dufay**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Pour un même éclairement énergétique d'environ 0,14 W/m², la lumière verte provoque des réactions phototropiques plus nombreuses et plus rapides, sur les Noctuelles étudiées, que la lumière bleue ou la lumière jaune. Lorsque l'éclairement baisse, c'est la lumière bleue qui devient plus attractive que les autres.

L'étude de l'influence de l'éclairement sur le phototropisme de *Triphæna pronuba* L. et *Phlogophora meticulosa* L., effectuée pour diverses radiations

à peu près monochromatiques montre comment varie, en fonction de la longueur d'onde, la proportion de papillons réagissant à des éclairements énergétiques égaux. Suivant la même méthode expérimentale, nous avons examiné aussi les réactions à des lumières monochromatiques de quelques autres espèces : *Amathes c-nigrum* L., *Pachetra leucophæa* Schiff., *Mamestra w-latinum* Hfn. et *Mythimna vitellina* Hb.

Pour cinq de ces six Noctuelles étudiées, les résultats des expériences faites avec un éclairement énergétique voisin de 0,14 W/m² (¹), sont bien concordants : le taux de réaction (c'est-à-dire la proportion du nombre de papillons allant à la lumière) est plus élevé en lumière verte (0,50 à 0,55 μ) qu'en lumière bleue (0,40 à 0,50 μ) ou jaune (0,55 à 0,60 μ); il est très faible en rouge (0,60 à 0,70 μ). C'est ce qui ressort nettement du tableau ci-dessous où sont inscrits les pourcentages de réactions phototaxiques observées :

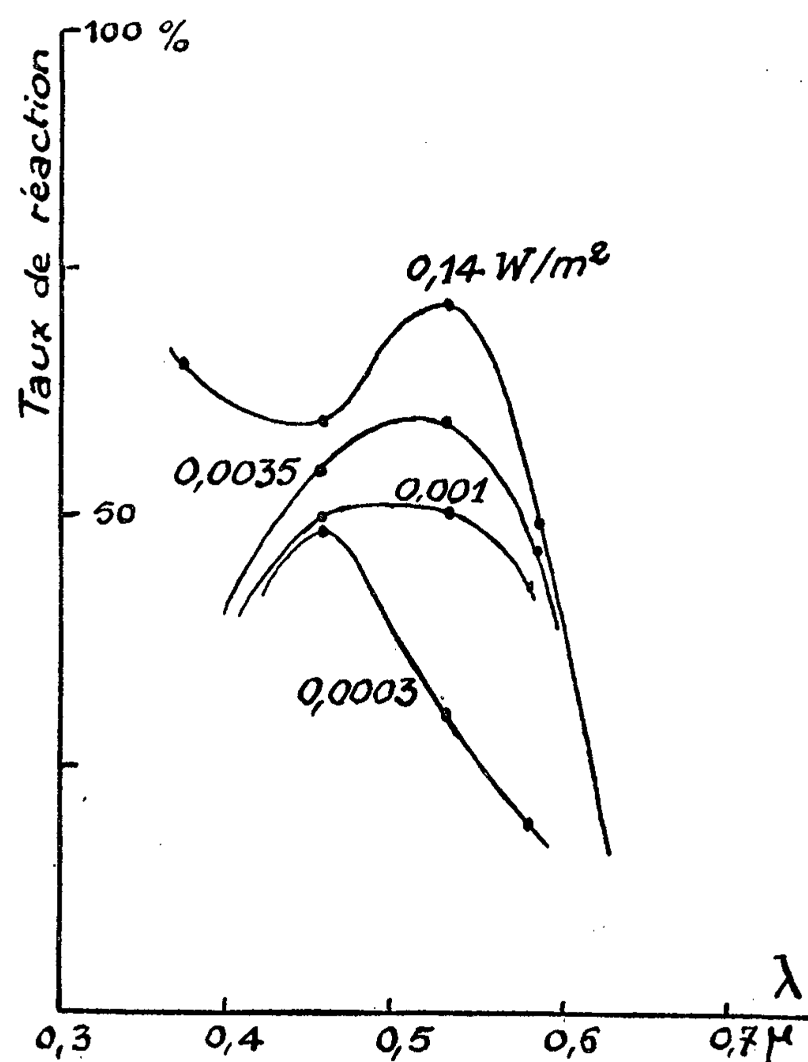
	Proche ultraviolet (0,365 μ).	Bleu (0,40-0,50 μ).	Vert (0,50-0,55 μ).	Jaune (0,55-0,60 μ).	Rouge (0,60-0,70 μ).
Pronuba..............	65 %	60 %	70 %	50 %	–
c-Nigrum.............	–	50	85	60	15 %
Leucophæa............	–	50	65	55	20
w-Latinum............	–	90	75	60	10
Vitellina..............	–	50	80	30	0
Meticulosa............	–	80	95	80	0

Seule, *Mamestra w-latinum* Hfn. a un taux de réaction plus élevé en bleu qu'en vert. Pour toutes les autres noctuelles, le pourcentage de réactions en bleu est égal ou peu supérieur à celui obtenu en jaune. *Triphæna pronuba* L., seule espèce soumise au rayonnement ultraviolet, a donné, dans cette région spectrale, un taux intermédiaire entre ceux évalués en vert et en bleu.

En recommençant sur *Triphæna pronuba* L. et *Phlogophora meticulosa* L. les mêmes expériences avec des éclairements énergétiques décroissants, nous constatons que la proportion du nombre de papillons allant à la lumière diminue davantage en lumière verte qu'en lumière bleue. La figure ci-jointe, relative à *Triphæna pronuba* L., montre que la proportion est sensiblement la même en bleu, en vert et en jaune quand l'éclairement énergétique est de l'ordre de 10^{-3} W/m². En même temps le taux de réaction s'abaisse dans le proche ultraviolet, et pour des éclairements plus faibles, son maximum se produit dans le bleu. La même étude faite dans le spectre visible sur *Phlogophora meticulosa* apporte des résultats semblables.

Ce déplacement du plus grand nombre de réactions phototaxiques vers les plus courtes longueurs d'onde du visible lorsque l'éclairement baisse a déjà été observé sur la Drosophile (²) et est à rapprocher du phénomène de Purkinje.

A énergie égale (de l'ordre de 0,14 W/m²), le temps de latence moyen diffère aussi d'une bande spectrale à l'autre et semble présenter un minimum en lumière verte (observé sur quatre des six espèces étudiées). Il varie d'une manière différente pour les diverses radiations quand l'éclairement diminue,



mais, chez *Triphæna pronuba* L., il reste toujours plus court en vert qu'en bleu ou qu'en jaune, quel que soit l'éclairement. Dans le proche ultraviolet, il est du même ordre de grandeur qu'en vert, mais seulement quand l'éclairement est relativement fort (supérieur à 0,14 W/m²). Dans le cas de *Phlogophora meticulosa* L., le temps de latence augmente bien plus vite en jaune et en vert qu'en bleu quand l'éclairement décroît.

(1) Nous évaluons les éclairements énergétiques en watts par mètre carré, à partir des éclairements mesurés en lux en lumière blanche, en adoptant pour notre lampe à filament de tungstène l'efficacité lumineuse spécifique 10 lm/W (Ch. Fabry, *Introduction générale à la photométrie*, Paris, 1927, p. 148).

(2) M. Fingerman et F. A. Brown, *Science*, 116, 1952, 30-07.

(*Observatoire de Haute-Provence, Saint-Michel-l'Observatoire, Basses-Alpes.*)

BIOLOGIE. — *Structure submicroscopique de la collerette des choanocytes d'Éponges*. Note (*) de MM. **Raymond Rasmont**, **Jean Bouillon**, **Paul Castiaux** et **Gaston Vandermeersche**, transmise par M. Paul Brien.

Dans les collerettes relativement grandes des choanocytes d'Éponges calcaires, G. Bidder (1) avait signalé, dès 1896, la présence de bâtonnets

parallèles. L'existence de cette structure fut ultérieurement niée par plusieurs auteurs, confirmée par d'autres, notamment H. De Saedeleer [3] et O. Dubosq et O. Tuzet [5]. Dans les collerettes beaucoup plus petites des choanocytes d'Éponges siliceuses, ce n'est que tout récemment que E. F. Kilian [8] put démontrer l'existence d'une « structure fibrillaire ». Cet auteur a observé *in toto*, au microscope électronique, des choanocytes dilacérés et fixés de *Spongillidæ*. Il signale cependant que les fixateurs utilisés ont provoqué une forte contraction des collerettes.

H. De Saedeleer [3] est le seul, parmi ces auteurs, à avoir considéré la collerette des choanocytes d'Éponges calcaires comme une nasse, formée de la juxtaposition étroite de tentacules. Tous les autres admettent que les bâtonnets sont englobés dans une lame hyaline dont elles assureraient le soutien et, peut-être, la contractilité.

Nous avons cherché à résoudre le problème par l'examen, au microscope électronique, de coupes ultra-fines de la *Spongillide*, *Ephydatia fluviatilis*. La fixation fut faite au peroxyde d'osmium à 2 %, tamponné à pH 7,4.

La figure 1 montre que la collerette est constituée d'environ 30 à 40 tentacules cytoplasmiques. Ces tentacules mesurent sur nos coupes 0,10 à 0,15 μ de diamètre. Ils sont nettement hétérogènes, constitués d'une gaine osmiophile entourant un axe plus clair. En coupe, la gaine osmiophile paraît elle-même entourée d'un halo qui représente, sans doute, une pellicule superficielle moins dense. Peut-être faut-il voir, dans cette dernière, le « rhéoplasme » [E. F. Kilian [8]] qui engluerait les particules nutritives. Il se pourrait alors que dans certaines fixations, ou dans des choanocytes simplement séchés (Kilian), ce rhéoplasme soude les tentacules et soit ainsi responsable de l'aspect continu de la collerette.

Les tentacules ne présentent, au niveau de leur insertion dans le cytoplasme, aucun organite spécial (*fig.* 2). Par leur structure et leur diamètre, ils rappellent les micro-villosités observées à la surface de cellules ciliées de divers tissus d'Invertébrés, notamment des cellules intestinales de Vers de terre [J. Bouillon, P. Semal et G. Vandermeersche [2]].

Les tentacules paraissent clairement former la collerette à eux seuls. Ils laissent entre eux des espaces de même largeur que leur diamètre. A aucun endroit nous ne les voyons enveloppés dans une membrane commune. Cependant, il semble qu'une brève palmure, plus ou moins perforée puisse unir la base de plusieurs tentacules voisins, qui apparaissent libres sur le reste de leur longueur. De telles anastomoses existent d'ailleurs entre les micro-villosités de cellules branchiales d'Anodontes [2].

Rappelons que la collerette des *Choanoflagellés* a été expliquée par la confluence d'axopodes péri-flagellaires, analogues à la nasse axopodiale des *Chrysomonadines Cyrtophorinæ* et, qu'après fixation, elle apparaît même, chez certaines espèces, sous l'aspect de bâtonnets cytoplasmiques

distincts, mais réunis à leur base par une palmure circulaire. Les figures publiées par E. F. Kilian ([8]) montrent, en outre, une grande similitude entre la collerette des choanocytes et des *Chonoflagellés*.



Fig. 1. — Ultra-coupe transversale dans la collerette de deux choanocytes d'*Ephydatia*.

Fig. 2. — Ultra-coupe tangentielle dans la collerette d'un choanocyte d'*Ephydatia*.

Il est possible qu'à l'échelle de l'ultrastructure, la signification cytologique de la collerette apparaisse plus clairement et permette de choisir entre les nombreuses hypothèses phylogéniques que cet organite a suscitées.

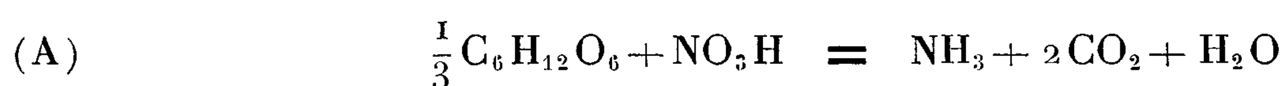
La figure 2 montre, à la base et à l'extérieur de la collerette de tentacules, des languettes cytoplasmiques qui évoquent les pseudopodes préhensiles décrits chez les *Choanoflagellés* par H. De Saedeleer ([4]). Le rôle éventuel que ces pseudopodes pourraient ici jouer dans l'ingestion de particules alimentaires reste à démontrer. Compte tenu de la structure discontinue de la collerette, nous serons d'ailleurs amenés à réexaminer l'hypothèse généralement admise concernant son fonctionnement [E. F. Kilian ([7])]. Il semble qu'il faudra voir dans la collerette, non plus un simple piège

gluant, mais une véritable nasse posée dans le courant d'eau provoqué par le mouvement du flagelle.

(*) Séance du 7 octobre 1957.
(1) *J. Micr. Sc.*, 38, 1896, p. 9.
(2) Communication personnelle, 1957.
(3) *Ann. Soc. Roy. Zool. Belg.*, 60, 1929, p. 16.
(4) *Rec. Inst. Zool. Torley-Rousseau*, 2, 1929, p. 241.
(5) *C. R. Soc. Biol.*, 129, 1938, p. 296.
(6) A. Hollande, in *Traité de Zoologie* de P.-P. Grassé, 1, (1), 1952, p. 579.
(7) *Z. vergl. Physiol.*, 34, 1952, p. 407.
(8) *Ber. Oberhessischen Ges. Natur. und Heilkunde, Neue Folge, Naturwissenschaftl, Abt.*, 27, 1954, p. 85.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Réduction des nitrates et assimilation du glucose par* Chlorella pyrenoidosa. Note (*) de MM. **Minh-Nguy Thang** et **Bernard Lubochinsky**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Nous avons montré dans une Note précédente (1) que la disparition du glucose est plus importante en présence de nitrates qu'en leur absence. Le glucose nécessaire à la réduction des nitrates suivant l'équation



$$\text{(A)} \qquad \frac{1}{3}C_6H_{12}O_6 + NO_3H = NH_3 + 2CO_2 + H_2O$$

ne constitue cependant qu'une partie de l'excès du glucose consommé ou « extraglucose ». L'autre partie que nous appellerons « glucose excédentaire » a fait l'objet d'une étude dont les résultats sont relatés ci-dessous.

Conditions expérimentales. — Ce sont celles précédemment décrites (1). Les expériences sont faites à l'obscurité, avec des chlorelles provenant d'une culture proliférante de 24 h mises en suspension dans leur milieu privé de nitrates.

Résultats. — 1° Nous avons constaté que si la présence de nitrates provoque une consommation accrue de glucose, celle-ci se poursuit après que les nitrates ont totalement disparu du milieu d'incubation (*figure*). De plus, on observe dans toutes les expériences avec ou sans nitrates l'existence dans la consommation du glucose d'une phase de latence qui peut atteindre une heure. C'est cette phase de latence qui explique la variation de pente dans toutes les droites après la première heure.

2° L'extraglucose peut se diviser en deux parties : la première correspond à l'équation (A) et dépend de la quantité de nitrates réduits, la seconde représente ce que nous appelons le « glucose excédentaire ». Sa valeur croît d'abord avec la concentration de nitrates, puis tend à devenir constante (tableau I).

3° Un minimum de nitrates présents au début de l'expérience est nécessaire à la production du glucose excédentaire. Ce minimum est variable mais se

situe toujours dans nos conditions expérimentales entre 0,5 et 1,0 μmol. Le glucose excédentaire n'apparaît qu'au-delà de ce seuil (tableau I).

TABLEAU I.

Chlorelles : 30 μl; volume : 2,8 ml; temps : 150 mn.
Les résultats de mesures exprimés en micromolécules pour le volume total.

Glucose initial.........	15	15	15	15	15
Nitrate initial.........	0	0,4	0,8	1,4	5,0
NO_3 réduit...........	0	0,4	0,8	1,4	1,7
Glucose disparu.......	6,27	6,45	7,05	7,40	7,52
Extraglucose..........	–	0,18	0,78	1,13	1,25
Glucose excédentaire...	–	0,05	0,52	0,65	0,68

4° Non seulement il faut un minimum de nitrates présents au départ, mais en présence d'une autre source d'azote comme NH_3 il n'y a pratiquement pas d'extraglucose formé tant que la réduction des nitrates n'a pas commencé. Cette réduction apparaît avec la disparition de NH_3 du milieu en même temps qu'apparaît l'extraglucose (tableau II).

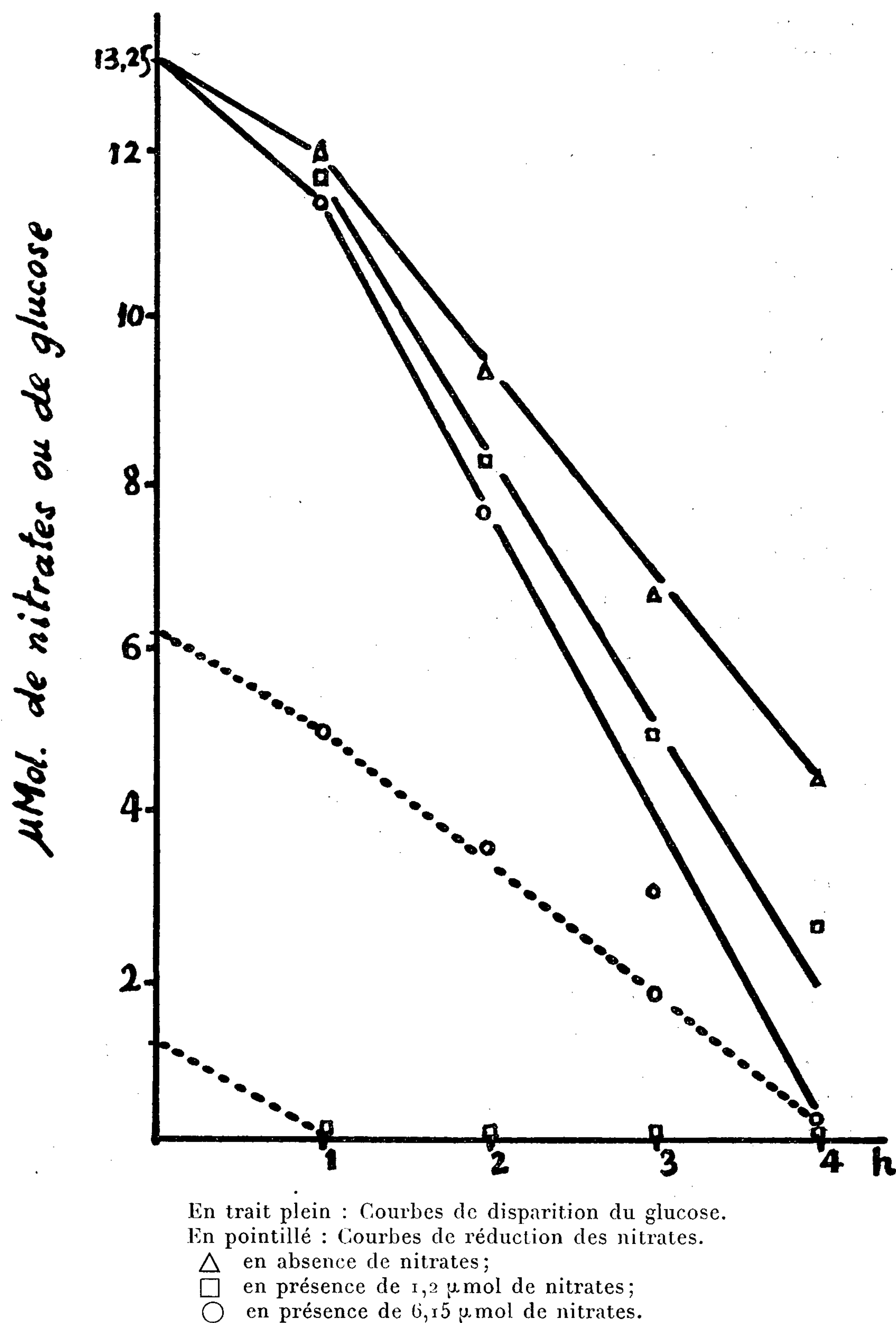
Divers auteurs avaient signalé l'absorption préférentielle de NH_3 par les chlorelles dans un mélange de $NH_3 + NO_3$ et le fait que l'assimilation de NH_3 ne modifie pas la respiration des chlorelles ([2]), ([3]). Nous voyons que cette assimilation est sans influence sur le métabolisme du glucose.

TABLEAU II.

Chlorelles : 30 μl; volume : 2,8 ml; temps : 120 et 240 mn.
Le milieu d'expérience est additionné d'un tampon phosphate à pH 5,0; sa concentration finale : M/30.
Les résultats de mesures sont exprimés en μmol/2,8 ml.

Expérience...	1.	2.	3.	4.
Glucose initial...............	13	13	13	13
NO_3 initial..................	0	1,2	3,0	0
NH_3 initial..................	0	0	2,0	4,0
Disparu en 2 h { NO_3.........	–	1,2	0,2	–
Disparu en 2 h { NH_3.........	–	0	2,0	2,12
Disparu en 2 h { glucose......	3,40	4,12	3,28	3,52
Extraglucose................	–	0,72	0	0,12
Disparu en 4 h { NO_3.........	–	0	1,32	0
Disparu en 4 h { NH_3.........	–	0	0	1,88
Disparu en 4 h { glucose......	9,86	12,73	12,04	10,22
Extraglucose................	–	2,87	2,18	0,36

La discordance apparente entre l'extraglucose des premières heures de l'expérience 2 dont la valeur est 0,72 pour une disparition de nitrates de 1,2 μmol et des dernières heures de l'expérience 3 dont la valeur est 2,18 pour 1,32 μmol de nitrates réduits s'explique par l'existence de la phase de latence que nous avons signalée. Cette phase existe dans l'expérience 2 (deux premières heures), elle n'existe plus dans l'expérience 3 (deux dernières heures).



En trait plein : Courbes de disparition du glucose.
En pointillé : Courbes de réduction des nitrates.
△ en absence de nitrates;
□ en présence de 1,2 µmol de nitrates;
○ en présence de 6,15 µmol de nitrates.

Conclusion. — Le processus de réduction et d'assimilation des nitrates en présence de glucose s'accompagne de variations dans le métabolisme glucidique. Nous poursuivons l'étude des produits intermédiaires.

(*) Séance du 21 octobre 1957.

(1) M. N. Thang et B. Lubochinsky, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1680.

(2) R. Pratt et J. Fong, *Amer. J. Bot.*, 27, 1940, p. 735.

(3) M. Cramer et J. Myers, *J. Gen. Physiol.*, 32, 1948, p. 93.

(*Service de Chimie biologique, Institut de Biologie physicochimique.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Chimie des acides mycoliques. Synthèses de deux cétones aliphatiques ramifiées à longues chaînes* [1]. Note de MM. **Raoul Toubiana** et **Jean Asselineau**, présentée par M. Jacques Duclaux.

La synthèse et quelques propriétés d'une cétone $C_{55}H_{110}O$ (II) et d'une β-dicétone $C_{63}H_{124}O_2$ (VIII) sont décrites.

Plusieurs acides mycoliques, isolés de souches humaines de Bacille tuberculeux, ont fait l'objet d'une étude chimique détaillée [2]. La dégradation oxydative de ces acides peut conduire à des dicétones $C_{86}H_{170}O_2 \pm 5\,CH_2$ qui par oxydation ultérieure donnent, soit un céto-acide stable $C_{60}H_{118}O_3 \pm 3\,CH_2$, soit une monocétone $C_{60}H_{120}O \pm 3\,CH_2$. Les dosages de C-méthyle montrent que tous ces produits de dégradation possèdent un squelette ramifié.

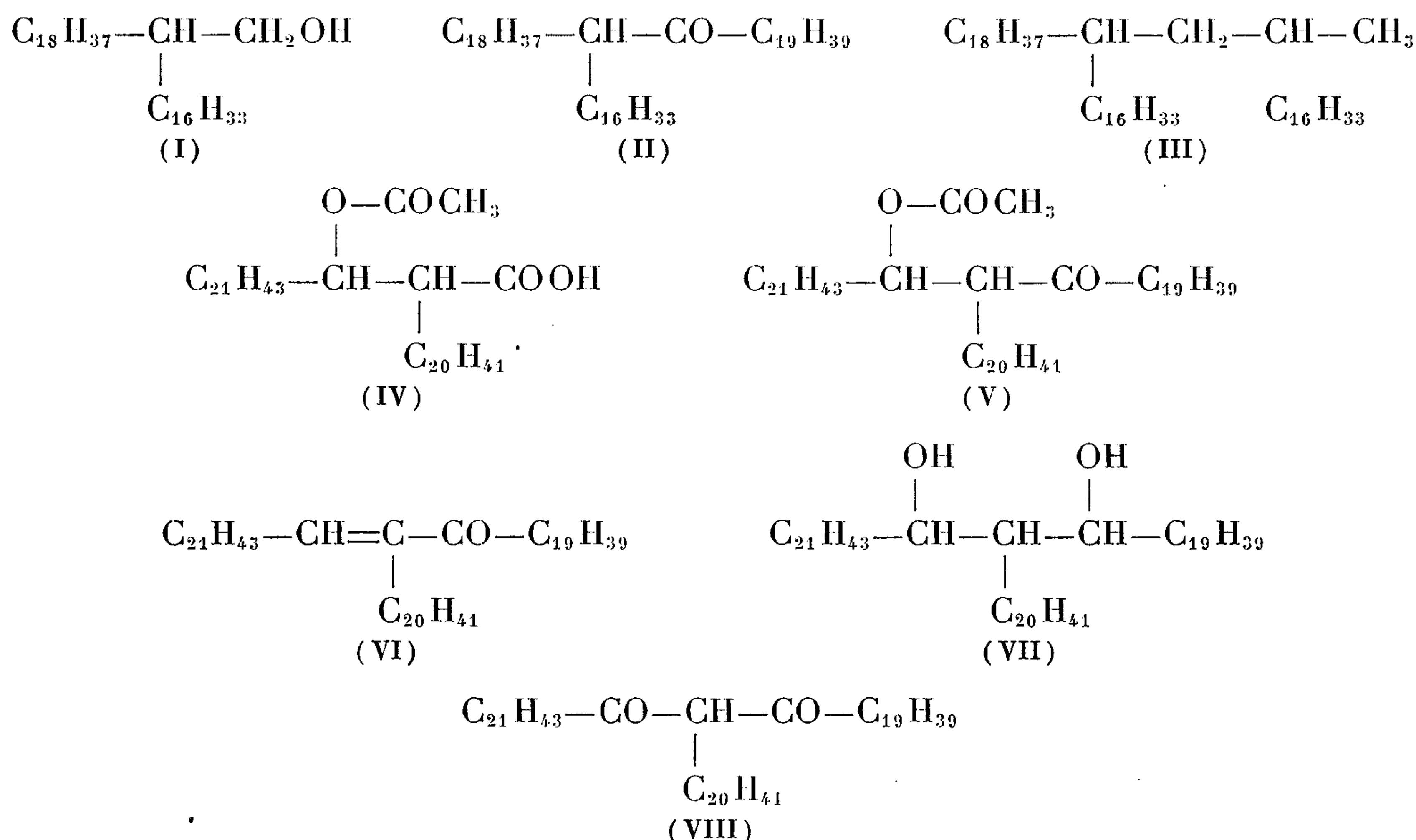
Pour poursuivre l'étude de ces produits de dégradation, il est devenu souhaitable de pouvoir disposer de « modèles » de cétones aliphatiques ramifiées à longues chaînes. Dans ce but, nous avons synthétisé une monocétone α-ramifiée $C_{55}H_{110}O$ (II), et une dicétone-1.3 ramifiée en 2, $C_{63}H_{124}O_2$ (VIII).

DL-*hexadécyl*-19 *nonatriacontanone*-20 (II). — La réaction de Guerbet effectuée sur l'octadécanol-1 selon Sulzbacher [3] nous a fourni le DL-hexadécyl-2 eicosanol-1 (I), F 43-45° ($C_{36}H_{74}O$, calculé %, C 82,68; H 14,26; trouvé %, C 82,44; H 14,17); parmi les produits secondaires de la réaction, nous avons isolé un hydrocarbure insaturé, $C_{36}H_{72}$, F 48-55° (mélange possible d'isomères) [$C_{36}H_{72}$, P. M. 505; calculé %, C 85,62; H 14,37; trouvé %, P. M. (Rast) 496, C 85,41; H 14,44], et un hydrocarbure saturé, $C_{54}H_{110}$, F 36-37° (vraisemblablement III) [$C_{54}H_{110}$ P. M. 759, calculé %, C 85,40; H 14,60; 1 (C) — CH_3 1,98; trouvé %, P. M. (Rast) 736, C 85,70; H 14,30; (C) — CH_3 6,6]. L'alcool en C_{36} a été oxydé en *acide* DL-*hexadécyl*-2 *eicosanoïque*; F 66-67° ($C_{36}H_{72}O_2$, P. M. 536, calculé %, C 80,52; H 13,52; trouvé %, P. M. (titrage) 519, C 80,61; H 13,55) qui, par synthèse malonique, a été transformé en DL-*hexadécyl*-19 *nonatriacontanone*-20 (II) [4], poudre amorphe, F 44-45° ($C_{55}H_{110}O$, calculé %, C 83,89; H 14,08; trouvé %, C 83,43; H 14,18); *oxime*, F 67-68° ($C_{55}H_{111}ON$, calculé %, C 82,32; H 13,94; N 1,75; trouvé %, C 82,39; H 13,70; N 1,84).

DL-*eicosanyl*-21 *tritétracontanedione*-20.22 (VIII). — L'acétoxy-acide $C_{46}H_{90}O_4$ (IV), préparé selon [5], a été transformé par synthèse malonique en acétoxy-cétone (V) [4], F 65-67° ($C_{65}H_{128}O_3$, calculé %, C 81,45; H 13,45; trouvé %, C 81,54; H 13,75) qui perd facilement une molécule d'acide acétique pour donner la cétone α.β-insaturée (VI), F 57-59° (spectre ultraviolet : λ_{max} 230 mμ, ε = 15 200 [hexane]). La réduction de l'acétoxy-cétone (V) par $LiAlH_4$ fournit un mélange de substances d'où nous avons isolé, entre autres,

l'*eicosanyl*-21 *tritétracontène*-21 *ol*-20 ([4]) F 55° ($C_{63}H_{126}O$, calculé %, C 84,10; H 14,12; trouvé %, C 83,77; H 14,15) et un *diol*-1.3 (VII) ([4]), F 64-65° (mélange possible de stéréoisomères) ($C_{63}H_{128}O_2$, calculé %, C 82,44; H 14,06; trouvé %, C 82,41; H 14,11). Par oxydation de ce diol par CrO_3-pyridine ([6]), nous avons obtenu une fraction cétonique, F 58-59°, consistant en β-dicétone cherchée (VIII) ([4]), encore légèrement impure ($C_{63}H_{124}O_2$, calculé %, C 82,82; H 13,68; trouvé %, C 82,20; H 13,47), spectre ultraviolet : λ_{max} 292 mμ, $\varepsilon = 1800$ (hexane). Cette β-dicétone a fourni une *dioxime*, F 63-66° ($C_{63}H_{126}O_2N_2$, calculé %, C 80,18; H 13,46; N 2,97; trouvé %, C 80,41; H 13,51; N 2,65).

La très faible absorption ultraviolette présentée par notre préparation de dicétone (VIII) est en accord avec les résultats de P. Rumpf et R. La Rivière ([7]) concernant la diminution de l'énolisation de dicétones-1.3 aliphatiques par substitution en 2. Le déplacement anormal du maximum d'absorption vers les plus grandes longueurs d'onde dans notre cas, est vraisemblablement dû à la présence d'une petite quantité d'un dérivé métallique de la forme énolique (ce qui serait en accord avec la trop faible teneur en C, H de notre préparation). Des essais sont en cours pour synthétiser une β-dicétone ramifiée de ce type par une autre voie.



([1]) 46e *communication sur les Constituants des Mycobactéries;* 45e *comm.*, *voir* ([8]).

([2]) J. Asselineau et E. Lederer, *Ciba Foundation Symposium on experimental tuberculosis*, London, 1955, p. 14,

([3]) M. Sulzbacher, *J. Appl. Chem.*, 5, 1955, p. 637.

([4]) Le spectre infrarouge de ce composé est en accord avec la structure proposée.

(5) J. POLONSKY et E. LEDERER, *Bull. Soc. Chim.*, 1954, p. 504.

(6) G. I. POOS, G. E. ARTH, R. E. BEYLER et L. H. SARETT, *J. Amer. Chem. Soc.*, 75, 1953, p. 422.

(7) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 902.

(8) E. VILKAS, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 588.

(*Institut de Biologie physicochimique*, 13, *rue Pierre Curie*, *Paris*, 5e).

PARASITOLOGIE. — *Développement expérimental de larves de* Phasiinæ (Diptera Larvævoridæ) *chez un hôte non spécifique* (1). Note de M. **CLAUDE DUPUIS**, présentée par M. Louis Fage.

La réussite expérimentale d'infestations d'un Homoptère par des larves de *Phasiinæ* spécifiques d'Hétéroptères confirme qu'il convient de rechercher les causes de la cimicophagie de ces parasites dans la biologie des ♀♀ pondeuses plutôt que dans les exigences physiologiques des larves.

Les larves de *Phasiinæ* vrais ont toutes pour hôtes des Hémiptères Hétéroptères terrestres, sans autre exception établie que les cas de larves d'*Ectophasia* naturellement parasites d'imagos ♂♂ de leur propre espèce ou d'espèces du même groupe.

Comme je l'ai indiqué précédemment (2), cette exception suggère que la cimicophagie de ces Diptères dépend davantage de la phase maternelle de leur cycle de génération (♀♀ pondeuses) que de sa phase infantile (larves filles). Afin de vérifier cette hypothèse, j'ai effectué à la Station Expérimentale de Richelieu (Indre-et-Loire), en 1956 et 1957, des essais d'infestation d'un hôte non spécifique par des larves de *Phasiinæ*.

Quarante six œufs émis par des ♀♀ de *Phasiinæ* soumises à un choc asphyxique (acétate d'éthyle), ont été placés sur les côtés de l'abdomen ou sous les hanches postérieures d'autant d'imagos de l'Homoptère Membracide *Ceresa bubalus* F.

Le tableau ci-après indique l'identité et le sort ultérieur de ces œufs :

			Ectophasia	
	Gymnosoma sp. pl.	*Cystogaster globosa* F.	*rubra* Girschn.	*rostrata* Egg. (3).
Œufs non développés	3	1	3	6
» détachés de l'hôte	1	1	2	2
Larves I mortes dans l'œuf	2	1	1	6
» I » » l'hôte	1	–	1	–
» I vivantes dans l'hôte	1	–	4	4
» II » » »	–	–	–	6

Sur 17 larves ayant pénétré dans un *Ceresa*, 2 sont mortes dès le stade I, tandis que 9 larves I et 6 larves II vivaient encore à la mort de l'hôte. Tous les *Ceresa*, parasités *ou témoins*, sont morts beaucoup trop tôt

(9 à 10 jours en moyenne après le début des expériences) pour permettre l'obtention des larves III.

La dissection a montré que le parasitisme des larves de *Phasiinæ* chez *Ceresa* présente à peu près les mêmes caractères qualitatifs que leur parasitisme naturel chez les Hétéroptères, à savoir :

1° réaction cicatricielle de l'hôte au point de pénétration de la larve I, variable mais souvent discrète;

2° larves I libres dans l'abdomen ou le thorax de l'hôte et ne provoquant ni dommages ni réactions visibles;

3° durée du stade I égale à environ une semaine;

4° exuviation normale (la mue du stade I se retrouve dans le siphon respiratoire de la larve II ou à proximité);

5° fixation de la larve II à un carrefour trachéen thoracique de l'hôte, par un siphon respiratoire typique qui n'a provoqué que deux fois sur six une importante réaction locale de défense.

Sans comparer statistiquement, vu leur petit nombre, les infestations expérimentales de *Ceresa* à celles naturelles d'Hétéroptères, on remarquera que les unes et les autres ne diffèrent guère quantitativement; en effet :

1° le pourcentage élevé d'œufs expérimentaux non développés résulte apparemment du caractère artificiel de la ponte; 2° la proportion des œufs prématurément détachés des Hétéroptères dans la nature est inconnue; 3° la mortalité au stade I dans l'œuf atteint, dans la nature, le quart du nombre d'œufs observé, voire davantage selon les cas; 4° la mortalité des larves dans l'hôte paraît sensiblement identique chez les Hétéroptères et dans mes expériences.

Il semble donc établi que les larves de certains *Phasiinæ* puissent parasiter un Homoptère aussi bien que leurs hôtes normaux, et le stade même atteint par les parasites, dans la limite des présentes expériences, témoigne que leur *développement* ne dépend pas obligatoirement des Hétéroptères.

Ces faits confirment qu'il convient de rechercher les causes essentielles de la cimicophagie des *Phasiinæ* dans la biologie des ♀♀ pondeuses, plutôt que dans les besoins des larves.

(1) Contributions à l'étude des *Phasiinæ* cimicophages. XX.

(2) *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 836.

(3) Les ♀♀ des deux espèces d'*Ectophasia*, provisoirement nommées *rostrata* Girschner et *rubra* Egger, et anciennement confondues sous le nom de *crassipennis* F., se distinguent par la lame médiane de l'appareil de ponte simplement courbée vers l'avant chez *rostrata* ou courbée vers l'avant puis légèrement redressée vers l'arrière (en forme de ς) chez *rubra*.

La séance est levée à 15 h 40 m.

L. B.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 4 NOVEMBRE 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **PRÉSIDENT** signale à l'Académie qu'à l'occasion de la fête nationale du 11 novembre, la prochaine séance hebdomadaire aura lieu le mercredi 13 novembre au lieu du lundi. La séance sera ouverte exceptionnellement à 14 h 30 mn très précises afin que les Membres de l'Académie des Sciences qui le désireraient puissent se rendre à la séance annuelle des prix de l'Académie des Beaux-Arts qui aura lieu à 15 h.

M. le **PRÉSIDENT** signale à l'Académie la présence de M. **J. EMILIO RAMIREZ**, Directeur de l'Institut de géophysique des Andes colombiennes, Président de l'Académie des sciences de Colombie. Il lui souhaite la bienvenue et l'invite à prendre part à la séance.

M. le Président annonce le décès, survenu à Mazières-en-Gâtine (Deux-Sèvres), le 24 octobre 1957, de M. **RENÉ VERRIET DE LITARDIÈRE**, Correspondant pour la Section de Botanique. Il invite l'Académie à se recueillir en silence pendant quelques instants en signe de deuil.

L'allocution nécrologique d'usage sera déposée en l'une des prochaines séances par M. **HENRI HUMBERT**.

CORRESPONDANCE.

M. **JEAN TORLAIS** envoie divers tirages à part d'articles dont il est l'auteur, intéressant l'histoire des sciences.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Guide théorique et pratique de la recherche expérimentale*, par René Leclercq ;

2° Les grands problèmes des sciences. VIII. *Théorie synthétique de la relativité restreinte et des quanta*, par Olivier Costa de Beauregard. Préface de *Maurice Lévy* ;

3° *La photosynthèse*, par E. Rabinowitch ;

4° *Léopold de Folin* (1817-1896), by B. S. Kisck ;

5° *Le problème du temps en cosmologie relativiste*, par Antonio Gião ;

6° *Historia de la geologia, mineralogia y paleontologia en Cuba*, por José Alvarez Conde ;

7° *Journal of the Malacological Society of Australia*. N° 1 ;

8° *The Institute of medical and veterinary science. Eighteenth annual report of the Council, July* 1955-*June* 1956.

LOGIQUE MATHÉMATIQUE. — *Indépendance conditionnelle de V = L et d'axiomes qui se rattachent au système de M. Gödel.* Note (*) de M. **Azriel Lévy**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Notations. — A désignera la conjonction des axiomes A 1, 2, 3, 4, de M. Gödel ([1]). Une signification analogue sera attribuée à B, C, D, E. H désignera l'hypothèse généralisée du continu, et H_α désignera la proposition $(\beta)[\beta \geqq \alpha . \supset . 2^{\aleph_\beta} = \aleph_{\beta+1}]$. Nous emploierons partout les notations de ([1]).

Cette Note dépend principalement de la notion de constructibilité par une classe, qui est une généralisation de la notion de constructibilité introduite par Gödel dans ([1]). Les ensembles K-constructibles, où K est une classe fixe, sont obtenus par le même procédé que les ensembles constructibles, nous ajoutons toutefois aux opérations génératives $\mathfrak{F}_1, \ldots, \mathfrak{F}_8$ de ([1]) l'opération de l'intersection avec la classe fixe K. La classe de tous les ensembles K-constructibles sera désignée par L_K. Une classe X sera appelée K-constructible si $X \subseteq L_K$ et si l'intersection de X avec chaque ensemble K-constructible produit de nouveau un ensemble K-constructible ; nous désignons ce fait par $\mathfrak{L}_K(X)$. Les propriétés générales de L_K et des classes K-constructibles ressemblent beaucoup aux propriétés de L et des classes constructibles. Particulièrement, on peut définir une fonction Od_K ressemblant à la fonction Od de ([1]) (9.42). Certaines propriétés caractéristiques sont :

1.1. $x \varepsilon L_K . \supset . x \cdot K \varepsilon L_K$;

1.2. $\mathfrak{L}_K(K \cdot L_K)$;

1.3. $L \subseteq L_K$ et $\mathfrak{L}(X) . \supset . \mathfrak{L}_K(X)$;

1.4. Si $\mathfrak{L}(K)$ alors $L_K = L$ et $\mathfrak{L}_K(X) . \equiv . \mathfrak{L}(X)$;

1.5. Si $\sim \mathfrak{L}(K \cdot L_K)$ alors $L_K \supset L$.

THÉORÈME 1. — *Dans* Σ (*le système satisfaisant à* A, B, C, D) *l'axiome* $(\exists K)[V=L_K]$ *équivaut à l'axiome* E.

Considérons l'axiome $(\exists k)[V=L_k]$ (c'est-à-dire il existe un ensemble k tel que $V=L_k$). Cet axiome implique clairement $(\exists K)[V=L_K]$. D'un autre côté cet axiome résulte de $V=L$, puisque $V=L$ implique $V=L_k$, où k est un ensemble constructible quelconque.

THÉORÈME 2. — $V=L_k$ *implique* H_β, *où* $\aleph_\beta=\bar{\bar{\gamma}}+\aleph_0$, $\gamma=Od_k\cdot k$. $(\exists k)[V=L_k]$ *implique donc* $(\exists \alpha)H_\alpha$.

La démonstration de ce théorème ressemble à celle de « $V=L$ implique H » de [1], il est toutefois nécessaire ici d'admettre dans [1] (12.2)$\omega_\alpha>\gamma$. Si $\omega_\alpha\leqq\gamma<\omega_\alpha+1$, nous pouvons substituer à ω_α dans [1](12.2) n'importe quel nombre ordinal μ, tel que $\gamma<\mu<\omega_{\alpha+1}$ et $\mu\in\mathfrak{W}(\mathfrak{J}_0)$.

Ceci posé, nous définissons le modèle Δ_K dans Σ. Les ensembles du modèle sont les éléments de L_K; les classes du modèle sont les classes K-constructibles; et la relation ε du modèle est la relation ε de Σ limitée aux classes K-constructibles. On peut démontrer les propriétés suivantes de Δ_K :

2.1 Δ_K satisfait aux axiomes A, B, C, D.

2.2. Δ_K satisfait à l'axiome $(\exists K)[V=L_K]$, et donc, d'après le théorème 1, Δ_K satisfait à l'axiome E.

2.3. Si K est un ensemble, Δ_K satisfait à l'axiome $(\exists k)[V=L_k]$.

2.4. L est absolu par rapport à Δ_K.

THÉORÈME 3. — *S'il est impossible de prouver* $V=L$ *à l'aide de* A, B, C, D, *il est aussi impossible de prouver le même axiome à l'aide de* A, B, C, D, *et* $(\exists k)[V=L_k]$.

Preuve. — S'il est impossible de prouver $V=L$ à l'aide de A, B, C, D, le système Σ^*, composé de A, B, C, D et de $L\subset V$ est consistant. De l'axiome D il résulte qu'il existe un ensemble k de $V-L$ tel que $k\cdot(V-L)=0$, c'est-à-dire $k\subseteq L$. D'après 1.3, $k\subseteq L_k$; d'après 1.2, $\mathfrak{C}_k(k)$; ainsi $k\in L_k$. D'après 2.1 et 2.3, Δ_k satisfait aux axiomes A, B, C, D et $(\exists k)[V=L_k]$. D'après 2.4 $k\notin L$ dans Δ_k; donc, $L=V$ n'est pas satisfait par Δ_k. Cela signifie qu'on ne peut pas démontrer $V=L$ en partant de A, B, C, D et $(\exists k)[V=L_k]$.

THÉORÈME 4. — *S'il est impossible de prouver* H *à l'aide de* A, B, C, D, E *il est aussi impossible de prouver la même hypothèse à l'aide de* A, B, C, D, *et* $(\exists k)[V=L_k]$.

THÉORÈME 5. — *S'il est impossible de prouver* H *à l'aide de* A, B, C, D, E, *il est aussi impossible de prouver* $(\alpha)(\beta)[\alpha<\beta.\supset.2^{\aleph_\alpha}<2^{\aleph_\beta}]$ *à l'aide de* A, B, C, D *et* $(\exists k)[V=L_k]$.

On démontre les théorèmes 4 et 5 en construisant un modèle approprié Δ_k dans le système Σ^{**}, qui satisfait à A, B, C, D, E ainsi que $\sim$H.

(*) Séance du 30 septembre 1957.

[1] K. GÖDEL, *The consistency of the continuum hypothesis*, Princeton, 1940.

(*Université Hébraïque de Jérusalem.*)

ALGÈBRE. — *Sur la notation de l'Algèbre tensorielle.*
Note(*) de M. **Paul Anglès d'Auriac**, présentée par M. Henri Villat.

Dans une Note précédente [1], nous avons commencé l'exposition d'une nouvelle notation tensorielle que nous poursuivons ci-dessous.

Variance. — On indique la variance des valences par une flèche qui sera, par exemple, centripète pour la contravariance et centrifuge pour la covariance. Cette convention cadre avec le fait que la contraction ne peut se faire qu'entre valences de variances contraires.

La formule (2 *a*) s'écrira alors

a b c d = e f

si chaque bivalent est un tenseur mixte (produit de transformations).

Il est commode d'introduire les symboles suivants : pour le tenseur de Kronecker :

ou

si l'espace est euclidien, les deux tenseurs métriques inverses l'un de l'autre sont notés :

ou
ou

(Ces trois tenseurs sans aucune lettre.)

Quand l'espace est euclidien, il est pratiquement inutile de noter les variances, car on peut contracter deux valences de même variance étant sous-entendu qu'on intercale entre elles le tenseur métrique convenable.

Certains problèmes introduisent la notion — non pas de « vecteur dans un espace vectoriel » — mais de « vecteur dans un espace vectoriel à base imposée ». (Identification avec R^n rapporté à sa base canonique.) Les composantes correspondantes sont dites invariantes.

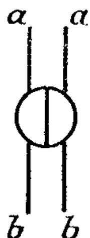
Dès lors, si l'on veut préciser les trois types de variances possibles, on notera :

contravariant
covariant
invariant

Symétries. — Outre la symétrie d'une valence à une autre (I.1 *a*), on est amené à introduire des symétries portant sur des ensembles de valences.

La notation valencielle doit toujours respecter le principe suivant : deux graphismes identiques représentent deux êtres identiques, deux graphismes différents représentent deux êtres différents. Ci-dessous deux cas fréquents :

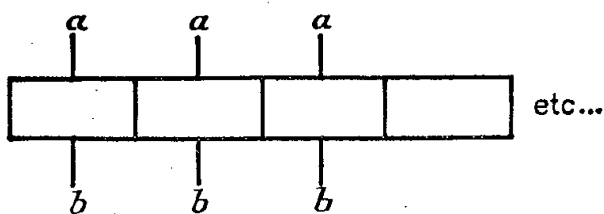
a. Si un ensemble de deux valences est symétrique d'un autre ensemble de deux valences, on le notera



On remarquera le trait de séparation dans le cercle origine distinguant les deux groupes *ab*.

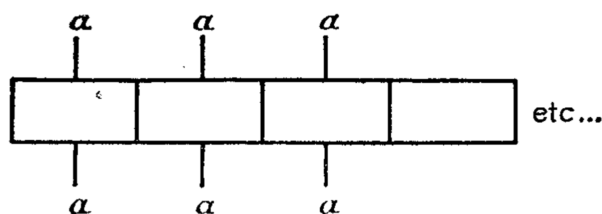
Si l'on permute seulement les deux valences *a*, on obtient un graphisme différent qui correspond bien à un être différent.

On peut généraliser et considérer des êtres tels que



b. Il y a aussi le cas où l'être défini par le graphisme (3) présente, en outre, la symétrie de toute valence *a* avec la valence *b* qui lui correspond.

On l'écrit alors :



(*) Séance du 21 octobre 1957.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les transformations infinitésimales d'une variété différentiable, considérées comme des opérateurs hilbertiens.* Note (*) de Mme **Jacqueline Lelong-Ferrand**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Une mesure $d\tau$ étant supposée définie sur la variété V^n, chaque transformation infinitésimale X de V^n est considérée ici comme opérant sur l'espace de Hilbert des fonctions de carré sommable sur V^n. Plusieurs problèmes relatifs au groupe local engendré par X sont résolus dans le cadre de la théorie des opérateurs hilbertiens.

Définitions. — V^n désignera une variété de classe C_1^1, à bord régulier ([1]). A tout champ de vecteurs ξ, de classe C_1^0 sur V^n, correspond un opérateur

différentiel $X_\xi = \xi^i \partial/\partial x^i$ (ξ^i désignant les composantes de ξ dans le système de coordonnées locales x^i). Nous considérons X_ξ comme opérant naturellement dans l'espace $\mathcal{C}$ des fonctions f, de classe C_1^0, à support compact contenu dans $\overline{V}^n = V^n \cup \partial V^n$, la dérivée de Lie $X_\xi f$ étant définie presque partout et bornée. Plus généralement, on peut considérer X_ξ comme opérant sur l'espace $\mathcal{C}_p^q$ des tenseurs de classe C_1^0, à support compact, p fois covariants et q fois contravariants, selon une loi connue.

Nous supposerons qu'un élément de volume $d\tau = \gamma\, dx^1 \wedge \ldots \wedge dx^n$ a été défini sur V^n, γ étant une densité de classe C_1^0, et la divergence d'un vecteur ξ sera donnée par $\delta\xi = -(1/\gamma)(\partial/\partial x^i)(\gamma \xi^i)$.

Les fonctions de carré sommable sur V^n constituent alors un espace de Hilbert $\mathcal{H}$ pour le produit scalaire $\langle f, g \rangle = \int_{V^n} f\bar{g}\, d\tau$. Si V^n porte une métrique riemannienne $ds^2 = g_{ij}\, dx^i\, dx^j$, de classe C_1^0, nous lui associerons l'élément de volume $d\tau = \sqrt{g}\, dx^1 \wedge \ldots \wedge dx^n$; si S et T sont deux tenseurs de même variance, nous poserons

$$(S, T) = g^{i_1 r_1} \ldots g^{i_p r_p} g_{j_1 s_1} \ldots g_{j_q s_q} S^{j_1 \ldots j_q}_{i_1 \ldots i_p} \overline{T}^{(s_1 \ldots s_q)}_{(r_1 \ldots r_p)}$$

et nous désignerons par $\mathcal{H}_p^q$ l'espace de Hilbert constitué par les tenseurs, p fois covariants et q fois contravariants, de carré scalaire sommable sur V^n, muni du produit scalaire $\langle S, T \rangle = \int_{V^n} (S, T)\, d\tau$. Le sous-espace de $\mathcal{H}_p^0$ correspondant aux formes différentielles de degré p sera désigné par $\mathcal{H}_p$, le produit scalaire de deux formes φ, ψ, de même degré s'écrivant alors

$$\langle \varphi, \psi \rangle = \int_{V^n} \varphi \wedge {}^*\overline{\psi}.$$

La fermeture (*extension forte*) de l'opérateur X_ξ, considéré comme opérant dans $\mathcal{H}$, sera désignée par X_ξ^c; son domaine $\mathcal{D}^c$ est constitué par les $f \in \mathcal{H}$ auxquelles on peut associer une suite $f_n \in \mathcal{C}$ telle que $\|f - f_n\| \to 0$, et que la suite $X_\xi f_n$ ait une limite forte, désignée par $X_\xi^c f$.

Nous définirons un nouvel opérateur $\tilde{X}_\xi$, opérant naturellement dans $\mathcal{C}$, par $\tilde{X}_\xi f = -X_\xi f + f\delta\xi$; nous désignerons par $\tilde{X}_\xi^c$ sa fermeture, dont le domaine coïncide avec $\mathcal{D}^c$ si $|\delta\xi|$ est borné. L'adjoint de $\tilde{X}_\xi^c$ [resp. X^c] constitue, par définition, *l'extension faible* X_ξ^w [resp. $\tilde{X}_\xi^w$] de X_ξ [resp. $\tilde{X}_\xi$].

Enfin $\mathcal{H}'(\xi)$ désignera le sous-espace fermé de $\mathcal{H}$ constitué par les fonctions f satisfaisant à $X_\xi^w f = 0$; et $\mathcal{H}''(\xi)$ désignera le complément orthogonal de $\mathcal{H}'(\xi)$.

Dans le cas où V^n est riemannienne, on définirait de façon analogue les extensions forte et faible de X_ξ, considéré comme opérant dans $\mathcal{H}_p^q$, après avoir

posé

$$\tilde{X}T^{j_1\dots j_q}_{i_1\dots i_p} = -XT^{j_1\dots j_q}_{i_1\dots i_p} + \delta\xi\, T^{j_1\dots j_q}_{i_1\dots i_p} + \sum_{k=1}^{p} t^r_{i_k} T^{j_1\dots j_q}_{i_1\dots i_{k-1} r i_{k+1}\dots i_p} - \sum_{h=1}^{q} t^{j_h}_r T^{j_1\dots j_{h-1} r j_{h+1}\dots j_q}_{i_1\dots i_p}$$

avec

$$t_{ij} = Xg_{ij} = \xi_{i,j} + \xi_{j,i} \qquad \text{et} \qquad t^r_i = g^{rj} t_{ij}\,;$$

et l'on définirait ensuite les espaces $\mathcal{H}'^q_p(\xi)$, $\mathcal{H}''^q_p(\xi)$.

Ceci étant posé, nous avons établi les résultats suivants :

THÉORÈME 1. — *Pour qu'un champ de vecteurs ξ, de classe C^0_1, à divergence bornée, définisse un groupe continu global à un paramètre d'homéomorphismes de V^n, il faut et il suffit que les extensions faible et forte de l'opérateur X_ξ, considéré comme opérant dans $\mathcal{H}$, coïncident.*

COROLLAIRE 1. — *Pour qu'un champ de vecteurs ξ, de classe C^0_1, définisse un groupe d'homéomorphismes conservant l'élément de volume $d\tau$ de V^n, il faut et il suffit que l'opérateur iX^ξ_ξ, considéré comme opérant dans $\mathcal{H}$, soit autoajoint.*

Le cas des variétés riemanniennes conduit à un résultat analogue au théorème 1, dont nous n'énoncerons que les corollaires suivants :

COROLLAIRE 2. — *Pour qu'un champ de vecteurs ξ définisse un groupe continu d'isométries sur une variété riemannienne V^n, il faut et il suffit que l'opérateur iX^ξ_ξ, considéré comme opérant dans un espace $\mathcal{H}^q_p$* [resp. $\mathcal{H}_p$], tel que $n \neq 2(p-q)$ [resp. $n \neq 2p$], *soit autoadjoint.*

COROLLAIRE 3. — *Pour qu'un champ de vecteurs ξ, à divergence bornée, définisse un groupe continu de transformations conformes sur une variété riemannienne V_n de dimension n paire, il faut et il suffit que l'opérateur iX^ξ_ξ, considéré comme opérant dans l'un des espaces $\mathcal{H}^q_{q+n/2}$, ou dans $\mathcal{H}_{n/2}$, soit autoadjoint.*

Le théorème 1 est complété par le résultat suivant :

THÉORÈME 2. — *Soit V^n une variété complète de classe C^1_1, sur laquelle on a pu définir une fonction $r(x)$ positive, de classe C^1_1, telle que l'ensemble $E_u = \{x\,;\, r(x) \leq u\}$ soit compact quel que soit u; posons : $\theta(u) = \sup_{x \in \partial E_u} |X_\xi r(x)|$, où ∂E_u désigne la frontière de E_u, et X_ξ la transformation infinitésimale associée à un champ de vecteurs ξ, de classe C^0_1 sur V^n. Pour que les extensions faible et forte de X_ξ, considéré comme opérant dans $\mathcal{H}$, coïncident, il suffit que l'intégrale $\int_R^\infty du/\theta(u)$ soit divergente quel que soit R.*

Par comparaison des théorèmes 1 et 2, on obtiendrait une condition géométrique suffisante pour que le champ ξ définisse un groupe global; mais cette condition est à peu près identique à celle qui a été établie par une voie plus directe, et sous des hypothèses moins restrictives, dans la Note déjà citée.

Les méthodes d'analyse fonctionnelle nous permettent, par contre, de répondre à d'autres questions; nous en donnerons deux exemples :

THÉORÈME 3. — *Pour qu'un champ de vecteurs de Killing ξ, sur une variété riemannienne V^n, détermine un groupe compact d'isométries à un paramètre, il*

faut et il suffit que l'opérateur inverse associé X_ξ^{-1}, *considéré comme opérant dans* $\mathcal{H}''(\xi)$, *soit borné.*

THÉORÈME 4. — *Soit* X_ξ *une transformation infinitésimale conservant un élément de volume* $d\tau$ *défini sur une variété* V^n *de classe* C_1^1, *Pour que toute* $f \in \mathcal{H}$ *admette une décomposition de la forme* $f = h + X_\xi^{\omega} g$, *où* $h \in \mathcal{H}'(\xi)$ *il faut et il suffit que* X_ξ *corresponde à un groupe global* G. *à un paramètre, de transformations de* V^n, *que les orbites de* G *dans* V^n *soient fermées, et que les périodes correspondantes soient bornées par un même nombre.*

(*) Séance du 28 octobre 1957.

(1) Nous utilisons la terminologie d'une Note précédente (*Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 1491.

MÉCANIQUE NON LINÉAIRE. — *Sur les systèmes d'équations différentielles non linéaires à coefficients périodiques. Étude d'un cas particulier.* Note de M. **Robert Faure**, présentée par M. Louis de Broglie.

On applique dans cette Note des résultats obtenus antérieurement au système $(dx_i/dt) + \lambda \sum_k p_{ik} x_k = \lambda f_i(x_k, t)$. On montre que, lorsque $|\lambda|$ est suffisamment petit ou la fréquence suffisamment grande, il existe une solution périodique.

Nous avons indiqué dans une Note précédente (1) les conditions d'existence de solutions périodiques d'un système d'équations différentielles non linéaires

$$\frac{dx_i}{dt} + \sum_k p_{ik} x_k = f_i(x_k, t); \qquad f_i(x_k, t + T) = f_i(x_k, t) \qquad (i, k = 1, \ldots, n).$$

Nous allons appliquer les résultats de cette étude au système

$$\frac{dx_i}{dt} + \lambda \sum_k p_{ik} x_k = \lambda f_i(x_k, t) \qquad (\lambda \text{ réel}).$$

On suppose comme dans (1) que les p_{ik} sont réels et que leur déterminant Δ n'est pas nul. Toutes les données sont réelles. Les fonctions f satisfont aux hypothèses de la Note (1) auxquelles nous ajoutons

$$\text{(I)} \qquad \int_0^T a_i(t)\, dt = 0.$$

On rappelle, en particulier, l'hypothèse faite sur les b_{ik}

$$\text{(II)} \qquad \int_0^T b_{ik}(t)\, dt = 0.$$

La récurrence de définition $x_{k,n}$, $x_{k,n+1}$ est la même que dans ([1])

$$x_{k,n} \in (\mathrm{B}), \qquad x_{k,n+1} \in (\mathrm{B}),$$

$$\| x_{k,n+1} \| \in (\mathrm{D},$$

$$x_{k,n} = \sum \alpha_{q,k,n}\, e^{qi\omega t}, \qquad y_{k,n} = \sum \alpha_{q,k,n}\, e^{ni\omega t} \qquad (q \neq 0).$$

Les $\alpha_{q,k,n+1}$ sont définis par le système linéaire

$$(q\omega i + \lambda p_{jj})\alpha_{q,j,n+1} + \lambda \sum_k p_{jk}\alpha_{q,k,n+1} = \lambda f_{q,j,n},$$

$$\alpha_{q,j,n} = \lambda \sum_j \frac{\beta_{q,j,k}}{\Delta_q} f_{q,j,n}, \qquad \Delta_q \neq 0.$$

Si λ tend vers zéro $|\beta_{q,j,k}/\Delta_q|$ tend vers $1/q^2\omega^2$ pour $j \neq k$ ou $1/|q|\omega$ pour $j = k$. Le même résultat est valable lorsque ω augmente indéfiniment. Soit k la borne supérieure précise des $|\beta_{q,j,k}/\Delta_q|$ pour $q \neq 0$; k tend vers zéro avec $1/\omega$. Soit p la borne supérieure précise des $|\beta_{0,j,k}/\Delta|$.

On a l'inégalité

$$\text{(III)} \qquad |\alpha_{q,k,n+1}| \leqq |\lambda|\, k \sum_j |f_{q,j,n}| \qquad \text{avec} \quad q \neq 0.$$

Posons maintenant : $\mathrm{L}_i(\mathrm{X}_k) = \sum_k \mathrm{B}_{ik}\mathrm{X}_k$

$$\Phi_i(x_k) = \sum_{pqr} c_{i,pqr}\, x_1^p x_2^q x_3^r \qquad (p+q+r \geqq 2),$$

$$\Psi_i(\mathrm{X}_k) = \sum_{pqr} c_{i,pqr}\, \mathrm{X}_1^p \mathrm{X}_2^q \mathrm{X}_3^r \qquad (p+q+r \geqq 2),$$

$$u_{in} = |\alpha_{0in}|, \qquad v_{in} = \| y_{in} \|, \qquad w_{in} = u_{in} + v_{in} = \| x_{in} \|.$$

Vu (III), on a

$$v_{i,n+1} \leqq |\lambda|\, k \sum_{qj\,(q\neq 0)} |f_{qjn}| \leqq |\lambda|\, k \sum_{qj} |f_{qjn}|.$$

D'où

$$\text{(IV)} \qquad v_{in+1} \leqq |\lambda|\, k \sum_j \mathrm{F}_j(w_{k,n}).$$

Compte tenu de (I) et (II), on a :

$$\text{(V)} \qquad u_{kn+1} \leqq p\left(\sum_j \mathrm{L}_j(v_{kn}) + \Psi_j(w_{kn})\right).$$

Vu (IV) et (V), on est certain que des nombres l_i et m_i borneront respecti-

vement les suites u_{in} et v_{in} si l'on a

$$\text{(VI)} \qquad m_i \geqq |\lambda| k \sum_j F_j(n_k),$$

$$\text{(VII)} \qquad l_i \geqq p \sum_j L_j(m_k) + \Psi_j(n_k) \qquad \text{avec} \quad n_i = l_i + m_i.$$

On prendra les $x_{i0} \equiv 0$ on sera alors toujours dans (D).

Il est possible de satisfaire aux systèmes (VI) et (VII) en prenant $\lambda |k|$ suffisamment petit.

On peut prendre

$$l_1 = l_i = l; \qquad m_1 = m_i = m; \qquad n_1 = n_i = n \qquad (i = 2, 3, \ldots, n)$$

l, m, n définis par les égalités (VI) et (VII), tendent vers zéro avec $|\lambda| k$; compte tenu de $x_{i0} \equiv 0$. On prend les plus petites valeurs.
La convergence de la suite $x_{k,n} x_{k,n+1}$ s'étudie alors comme dans ([1]), compte tenu des inégalités suivantes obtenues comme (IV) et (V).

$$\text{(VIII)} \quad \left\{ \begin{aligned} &\| y_{i,n+1} - y_{i,n} \| \leqq \lambda k \sum_{jk} \frac{\partial F_j}{\partial n_k} (|\alpha_{0,k,n} - \alpha_{0k,n-1}| + \| y_{k,n} - y_{k,n-1} \|), \\ &|\alpha_{0i,n+1} - \alpha_{0i,n}| \leqq p \sum_j L_j(\| y_{k,n} - y_{k,n-1} \|) \\ &\qquad + \sum_{jk} \frac{\partial \Phi_j}{\partial n_k} (|\alpha_{0,k,n} - \alpha_{0,k,n-1}| + \| y_{k,n} - y_{k,n-1} \|). \end{aligned} \right.$$

Celles-ci prouvent la convergence de la suite si $|\lambda| k$ est suffisamment petit.

Les résultats obtenus se raccordent avec ceux de Haag et de Minorsky. Le résultat précédent s'étend aux équations différentielles aux différences et ne dépend pas de la stabilité.

On a le théorème :

Le système d'équations différentielles $(dx_i/dt) + \lambda \xi_k p_{ik} x_k = \lambda f_i(x_k, t)$, *les* $f_i(x_k, t)$ *satisfaisant aux hypothèses* (I) *et* (II) *et à celles de* (1) *admet une solution périodique de même période* T *que les* $f_i(x_k, t)$ *lorsque* $|\lambda|$ *est suffisamment petit ou lorsque la fréquence est suffisamment grande. Le résultat est valable lorsque le système est un système d'équations différentielles aux différences.*

Lorsque $|\lambda|$ *ou* $1/\omega$ *tendent vers zéro, les solutions périodiques tendent uniformément vers zéro.*

(1) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 3022.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Endurance sur maquettes à échelle réduite.* Note (*) de MM. **Jacques Pomey, Alain Royez** et **Louis Abel**, présentée par M. Pierre Chevenard.

Par suite de l'adaptation progressive au cours des cycles successifs et qui croît avec le gradient de contrainte, les effets d'amélioration de forme des pièces de machines soumises à des sollicitations alternées sont intermédiaires entre ceux donnés par l'élasticimétrie et par l'endurance sur maquette métallique à échelle réduite.

L'étude statique effectuée sur maquette en matière transparente photoélastique renseigne sur l'effet de modifications de forme de pièces et en particulier des congés de raccordement sur la répartition des contraintes. Toutefois, les coefficients d'amélioration de forme ainsi obtenus sont applicables uniquement aux sollicitations élastiques pures et ne conviennent pas pour des pièces métalliques de machine soumises à des sollicitations d'endurance où l'adaptation joue. C'est ainsi que l'accumulation des déformations infiniment petites produites à chaque cycle devient sensible en raison du nombre élevé de cycles et donne une modification importante de la répartition des contraintes par suite de la valeur élevée du module élastique des aciers. De plus, des modifications structurales ou d'écrouissage peuvent accompagner ces déformations. L'essai d'endurance sur matériau réel est donc nécessaire.

Comme ces phénomènes d'adaptation sont fonction du gradient de contrainte, on peut espérer les accentuer dans des essais sur maquettes métalliques à échelle réduite et obtenir ainsi un coefficient d'amélioration de forme plus faible que celui obtenu sur pièce grandeur nature.

Pour nous en rendre compte, nous avons opéré sur un type de vilebrequin et étudié les améliorations qui peuvent résulter de modifications de forme, par des essais photoélastiques plans, par des essais d'endurance en flexion plane sur pièce réelle en acier grandeur nature et par endurance sur maquette en acier échelle réduite. Nos essais ont porté sur sept modèles de profil désignés A à G et définis dans le tableau ci-après.

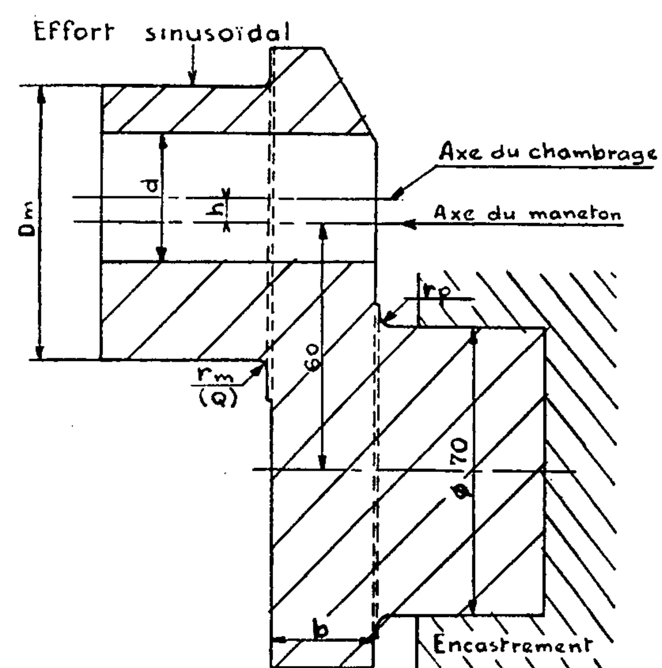
Comme la différence de concentration d'effort entre photoélasticimétrie plane et tridimensionnelle n'est que de quelques pour-cent dans les cas présents, et que nous considérons seulement les écarts relatifs en passant d'une forme à une autre, il nous suffit, au degré de précision désiré, de considérer la photoélasticimétrie plane.

A cet effet, nous avons procédé à des essais photoélastiques plans sur les modèles A à G. La désignation alphabétique les classe dans l'ordre d'abaissement de la concentration d'effort dans le congé le plus critique Q. Sur le diagramme ci-après la droite brisée L donne les gains relatifs pour 100

sur la concentration d'effort par rapport au modèle A. On notera que pour le modèle F avec dégagement de chambrage, la maquette plane ne peut être réalisée de sorte que nous avons porté par défaut le même gain que pour le modèle E de même profil sans chambrage ($d = 0$).

TABLEAU.

Modèle	b	rp	rm	Dm	Chambrage	
					d	h
A	24	1,5	2,5	63	32	6
B	27	1,5	2,5	63	32	6
C	24	3,5	4	63	22	11
D	26	3,5	4	63	22	11
E	25	3,5	4,5	67,5	0	—
F	25	3,5	4,5	67,5	22	11.
G	27	3,5	4	63	22	11



Les maquettes d'endurance en acier ont été réalisées à l'échelle 1/3 qui, dans le cas présent, est la plus petite permettant une exécution correcte des congés et de l'état de surface de ceux-ci; déjà pour cette échelle le volume et le moment de flexion élastique sont réduits au 1/27e. Les maquettes ont été exécutées soit en acier mi-dur nickel-chrome trempé et revenu pour une ténacité de 100 kgf/mm^2, le même acier que celui des pièces réelles grandeur nature, soit dans un acier extra-doux recuit plus malléable. Les essais d'endurance ont été exécutés par flexion plane, sinusoïdale fréquence 25 Hz avec encastrement d'un palier et effort alternatif exercé par un levier sur un maneton.

Nous avons déterminé le moment de flexion appliqué à la maquette correspondant à la limite d'endurance, c'est-à-dire à la valeur asymptotique entraînant la rupture pour un nombre infini d'alternances. Le gain pour 100 sur ce moment en passant du modèle A à un autre est porté sur le diagramme par la droite brisée M en ce qui concerne l'acier nickel-chrome et N pour l'acier doux.

Nous avons avec un montage semblable opéré de même sur pièce réelle (échelle 1) en acier nickel-chrome et trouvé la droite brisée P donnant le gain pour 100 de moment fléchissant limite d'endurance.

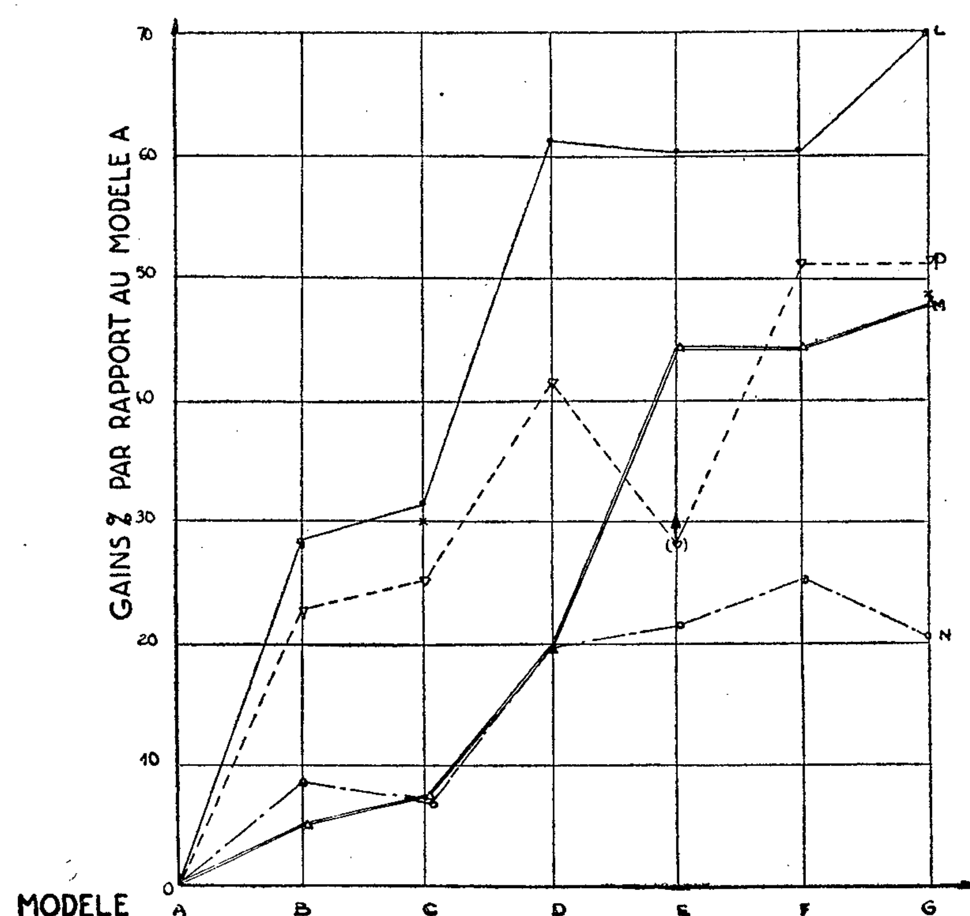
Dans la limite de précision de nos déterminations ($\pm$ 2 % sur la limite d'endurance) nous voyons dans l'ensemble trois lois se dessiner :

1° Si les formes sont classées dans l'ordre décroissant de concentration d'effort par élasticimétrie, cet ordre est conservé pour les endurances crois-

santes aux efforts alternés aussi bien sur pièces réelles que sur maquettes à échelle réduite.

2° Si nous comparons le gain relatif entre deux formes, quand la nature de l'essai varie, ce gain décroît dans l'ordre : photoélasticimétrie — endurance sur pièce réelle → endurance sur maquette échelle réduite.

3° Entre maquettes de même échelle, le gain relatif entre deux formes décroît dans le sens : métal le plus tenace → métal le plus malléable.



Par rapport à ces lois, nous trouvons une inversion entre les deux matériaux pour maquettes du modèle B et une inversion entre maquette 1/3 et pièce réelle pour le modèle E; ces inversions restent en dessous des erreurs expérimentales et, de ce fait, ne doivent pas altérer les conclusions précédentes.

Nous avons jugé intéressant d'annoncer les résultats dans leur état actuel, car l'exploitation statistique sur un plus grand nombre d'éprouvettes qui est en cours pour lever ces deux indéterminations sera nécessairement très longue, si l'on remarque que ce travail représente déjà 5 ans sur deux machines.

En conclusion, nous voyons que pour accentuer les effets favorables de l'adaptation nous pouvons non seulement agir sur l'échelle, mais aussi sur la matière en ayant recours à un métal plus doux, mais ce dernier moyen atténue par trop la différenciation entre les différentes formes. Inversement si nous voulons accentuer les effets d'entailles sur maquette, nous prenons un acier nickel-chrome revenu à plus basse température par exemple pour $R = 117$ kgf/mm²; c'est le cas des essais marqués (×).

De plus, l'étude montre dans quelle mesure on peut estimer les résultats sur pièces réelles de l'interpolation des essais sur maquettes à échelles réduites les unes photoélastiques essayées statiquement, les autres en matériaux réels essayés en endurance. On peut ainsi conduire à peu de frais la recherche du meilleur tracé d'une pièce de machine et estimer l'endurance de celle-ci.

(*) Séance du 14 octobre 1957.

Remarques (*) *sur la Note précédente* ([1]),
par M. **Pierre Chevenard.**

Les travaux de M. Jacques Pomey effectués depuis 1933 dans les laboratoires de la Régie Renault, à Billancourt, sont caractérisés par le fait qu'ils comprennent toutes les étapes successives des investigations, allant depuis la recherche fondamentale jusqu'aux mises au point des fabrications en atelier, en passant par l'intermédiaire des recherches appliquées.

Trois exemples peuvent être donnés :

1° *Pièces d'acier pré-contraintes.* — Par des traitements différentiels, des contraintes de compression sont développées dans les couches périphériques des pièces de machine. Après mise au point de nouvelles méthodes de mesure des contraintes superficielles, après l'étude des lois permettant de les faire naître puis de les développer dans un sens favorable à l'ensemble des propriétés d'usage, les procédés ont été étendus industriellement à de très nombreuses pièces. Les performances mécaniques réalisées se sont trouvées multipliées par 1,5 à 2.

Ce procédé s'est développé en France et à l'étranger à la suite des publications de M. J. Pomey.

2° *Fonte à graphite diffus.* — Ayant établi le mécanisme de la germination du graphite à partir de la décomposition de la martensite, M. Pomey peut, par traitement thermique approprié, obtenir des fontes malléables ayant 6 000 à 30 000 grains de graphite fin par millimètre carré, au lieu de 30 à 300 nodules grossiers.

Il en résulte une réduction considérable du temps et de la température nécessaires au recuit graphitisant, et des propriétés mécaniques qui ne le cèdent en rien par rapport aux pièces d'acier matricées et traitées.

3° *Pièces en acier traitées et produits pour lubrification.* — Des traitements appropriés des aciers et des huiles permettent d'élever notablement la température et les forces de compression que peuvent supporter les mécanismes, qui se trouvent ainsi soustraits à tout risque de grippage.

(*) Séance du 14 octobre 1957.

([1]) Recherches de Mécanique-Physique effectuées au Laboratoire de la Régie Renault.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Interprétation causale de la théorie de l'atome d'hydrogène à l'aide de la représentation hydrodynamique de l'équation de Pauli.* Note (*) de M. **Pierre Hillion**, présentée par M. Louis de Broglie.

On propose une interprétation physique causale des solutions mathématiques de la représentation hydrodynamique de l'équation de Pauli, données dans une Note précédente.

1. L'application brutale des résultats donnés dans une Note précédente à l'interprétation causale du mouvement de l'électron conduirait à admettre que celui-ci est doué d'un mouvement circulaire uniforme dans des plans perpendiculaires à la direction du spin. Un tel point de vue est à rejeter, car les conditions imposées à la représentation hydrodynamique sont que :

a. ψ satisfasse à une équation d'onde linéaire;

b. l'aspect corpusculaire suive une ligne de courant associée à cette équation;

c. un ensemble de tels aspects corpusculaires soit nécessairement distribué avec la densité $P = |\psi|^2$.

Bohm et Vigier ([1]) ont montré que pour justifier cette densité il était nécessaire de doter le fluide quantique d'agitation chaotique. On est donc conduit à penser que l'électron est soumis à une sorte de mouvement brownien pour lequel les résultats qu'on a obtenus seraient une description moyenne. Cette idée est confirmée par le fait que la vitesse étant perpendiculaire à Oz, on ne peut concilier les relations $p_{\varphi'} = p = m\hbar$ et $p^2 = l(l+1)\hbar^2$ qu'en supposant :

$$\frac{1}{2\pi}\oint p_{\varphi'}\,d\varphi' = m\hbar = L_z,$$

$$\frac{1}{2\pi}\oint p^2\,d\varphi' = l(l+1)\hbar^2 = L^2.$$

D'ailleurs même dans l'interprétation usuelle de la mécanique ondulatoire ([2]), à cause de la non-commutabilité de L_x, L_y avec L_z, il est inévitable qu'il existe des fluctuations de L_x et L_y qui contribuent à L^2. Il semble donc naturel d'admettre l'hypothèse suivante :

Hypothèse A. — L'équation de Pauli ne permet que l'évaluation d'un mouvement moyen.

Il faut comprendre qu'on peut calculer la moyenne d'ordre un et aussi les moments d'ordre supérieur.

2. Si l'on tente d'imaginer le mouvement du corpuscule, on peut dire qu'en dehors de courtes périodes de perturbations, le corpuscule se trouve sur l'une des circonférences de la congruence, définie dans une Note précédente, l'effet d'une perturbation étant de le faire passer d'une trajectoire à une autre. Il suffit de supposer les perturbations en nombre suffisant pour réaliser la den-

sité $P = |\psi|^2$. L'exemple suivant emprunté à M. Louis de Broglie ([3]) est suggestif : avec une vitesse de l'ordre de celle de la lumière, la période du mouvement est voisine de 10^{-18} s. Si l'on suppose 1 milliard de perturbations par seconde, le corpuscule parcourra encore 1 milliard de tours sur l'une quelconque des circonférences de la congruence entre chaque perturbation.

Ceci conduit à poser une seconde hypothèse.

Hypothèse B. — Les perturbations aléatoires des grandeurs obéissant aux équations hydrodynamiques sont en nombre très élevé pendant une période du mouvement ou la durée d'une mesure.

3. Une conséquence de ces hypothèses est l'abandon de la notion d'états stationnaires, car l'apparente discontinuité au passage d'un état à un autre peut s'expliquer par l'inertie très faible de l'électron, si faible que le régime transitoire dans le passage de l'état initial à l'état final ne s'étend que sur la durée de quelques perturbations, de sorte que pour le mouvement moyen tout se passe comme si l'état final s'était établi brusquement. En réalité, il a existé un régime transitoire.

Dans un régime stationnaire, si l'on exprime le mouvement en fonction des coordonnées de l'électron, les dérivées partielles par rapport au temps de grandeurs où interviennent ces coordonnées sont nulles :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0, \qquad \frac{\partial \psi}{\partial t} + \cos\theta \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0, \qquad \frac{\hbar}{2} \vec{\nabla} \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} + \cos\theta \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) = 0,$$

on doit écrire maintenant :

$$\overline{\frac{\partial \rho}{\partial t}} = 0, \tag{1}$$

$$\overline{\frac{\partial \psi}{\partial t} + \cos\theta \frac{\partial \varphi}{\partial t}} = 0, \tag{2}$$

$$\overline{\frac{\hbar}{2} \vec{\nabla} \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} + \cos\theta \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)} = 0. \tag{3}$$

(1) signifie que la densité moyenne du fluide est une constante;

(2) que la moyenne des perturbations du mouvement du spin est nulle et à cause de la relation entre le spin et la vitesse de la particule liant les variations de θ', φ' à celles de θ, φ, ψ, (2) indique aussi qu'en moyenne les variations aléatoires de la vitesse sont nulles ; on montre que (3) signifie que les forces qui agissent sur l'électron pendant les perturbations sont en moyenne nulles.

4. On arrive ainsi « tout en conservant la signification physique moyenne des trajectoires prévues par la théorie causale à leur superposer une sorte de mouvement brownien » ([4]).

(*) Séance du 14 octobre 1957.

([1]) BOHM et VIGIER, *Phys. Rev.*, 96, 1954, p. 208.

([2]) Bohm, *Quantum Theory*, p. 318.

([3]) L. de Broglie, Cours à l'Institut H. Poincaré, 1956-1957.

([4]) L. de Broglie, *Tentative d'interprétation causale et non linéaire de la mécanique ondulatoire.*

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Interactions non locales séparables et matrice de diffusion.* Note de M. **Khosrow Chadan**, présentée par M. Louis de Broglie.

M. Gourdin et A. Martin ont montré récemment ([1]) comment un potentiel non local central mais séparable peut être déterminé à partir de la loi de variation en fonction de l'énergie du déphasage correspondant.

Nous allons montrer que la même méthode se généralise au cas où l'interaction séparable contient une partie tensorielle en plus de la partie centrale.

Nous nous plaçons dans l'espace des impulsions ([2]). L'équation de Schrödinger décrivant la diffusion s'écrit :

$$(1)\qquad \left(\frac{k^2}{M}-\frac{p^2}{M}\right)\psi(\vec{p})=\frac{1}{(2\pi)^3}\int U(\vec{p},\vec{p}')\,\psi(\vec{p}')\,\overrightarrow{dp'},$$

$$(2)\qquad U(\vec{p},\vec{p}')=\varepsilon V(\vec{p})V(\vec{p}'),$$

$$(3)\qquad V(\vec{p})=C(p)+\frac{1}{\sqrt{8}}S(\vec{p})\,T(p),$$

$$(4)\qquad S(\vec{p})=\frac{3}{p^2}(\vec{\sigma}_1.\vec{p})(\vec{\sigma}_2.\vec{p})-\vec{\sigma}_1.\vec{\sigma}_2.$$

La solution correspondant à une onde plane incidente et une onde sphérique sortante est ([3])

$$(5)\qquad \psi(\vec{p},\text{spin})=\left\{\delta(\vec{p}-\vec{k})+\frac{1}{k^2-p^2+i\varepsilon}\,\frac{\varepsilon M}{(2\pi)^3}\,\frac{V(\vec{p})V(\vec{k})}{1+J(k)}\right\}\chi_1^m,$$

$$(6)\qquad J(k)=\frac{\varepsilon M}{2\pi^2}P\int\frac{C^2(p)+T^2(p)}{p^2-k^2}p^2\,dp+\frac{i\pi}{2k}k^2[C^2(p)+T^2(p)];$$

χ_1^m étant la fonction de spin et P la valeur principale de Cauchy. A partir de (5), il est aisé de voir que le déphasage δ est donné par ([3])

$$(7)\qquad -\frac{2k}{\pi}\operatorname{tg}\delta=\frac{f(k)}{1+P\displaystyle\int\frac{f(p)}{p^2-k^2}dp},$$

$$(8)\qquad f(p)=\frac{\varepsilon M}{2\pi^2}p^2[C^2(p)+T^2(p)].$$

Nous obtenons donc la même équation intégrale que dans le cas purement central, à savoir

$$(9)\qquad \begin{cases} f(k)=g(k)\left[1+P\displaystyle\int\frac{f(p)}{p^2-k^2}dp\right],\\ g(k)=\dfrac{-2k}{\pi}\operatorname{tg}\delta.\end{cases}$$

Les conclusions obtenues dans ce dernier cas sont donc valables dans le cas actuel. Ainsi :

a. Si $g(\infty) > 0$, $g(+0) < 0$, il n'y a pas de solution acceptable.

b. $g(\infty).g(+0) > 0$. L'équation (9) admet au plus une solution acceptable. Le système des deux particules n'a pas d'état lié.

c. Si $g(\infty) < 0$, $g(+0) > 0$, l'équation (9) admet au plus une famille à un paramètre de solutions. Le système des deux particules a un état lié.

En plus de l'équation intégrale (9), on peut considérer aussi le coefficient de mélange $\varepsilon(k)$, donné par ([3])

$$\varepsilon(k) = \left[\frac{2C(k)T(k) - \frac{1}{\sqrt{2}}T^2(k)}{C^2(k) + T^2(k)}\right]^2. \tag{10}$$

Ce paramètre $\varepsilon(k)$ peut être tiré de l'expérience au même titre que δ. Ainsi les équations (8) et (10) permettent de déterminer séparément $C(k)$ et $T(k)$ une fois que l'équation intégrale a été résolue.

Avant de discuter le nombre des solutions du système (8) + (10), remarquons que si $[C_1(k), T_1(k)]$ est solution, $[-C_1(k), -T_1(k)]$ l'est aussi, sans être distincte de la première. Ceci est dû au fait que

$$V(\vec{p})V(\vec{p'}) = [-V(\vec{p})][-V(\vec{p'})].$$

Les solutions que nous cherchons sont continues et de dérivées continues. Ceci permet de remplacer le système (8) + (10) par

$$C^2(k) + T^2(k) = \frac{2\pi^2 f(k)}{\varepsilon M k^2}, \tag{8'}$$

$$2C(k)T(k) - \frac{1}{\sqrt{2}}T^2(k) = \sqrt{\varepsilon(k)}\,(C^2(k) + T^2(k)) \tag{10'}$$

ou

$$2C(k)T(k) - \frac{1}{\sqrt{2}}T^2(k) = -\sqrt{\varepsilon(k)}\,(C^2(k) + T^2(k)). \tag{10''}$$

Nous pouvons discuter séparément les deux déterminations puisqu'elles sont distinctes, du fait de la continuité. Nous trouvons ainsi :

$0 \leq \varepsilon(k) \leq \frac{1}{2}$, $\quad 0 \leq k \leq \infty$ (il y a quatre solutions distinctes),

$0 \leq \varepsilon(k) \leq 2$, $\quad 0 \leq k \leq \infty$ (il y a deux solutions distinctes),

$\varepsilon(k_0) > 2$, $\quad 0 \leq k_0 \leq \infty$ (il n'y a pas de solution).

Remarquons que si $\varepsilon(k)$ est une constante, $C(k)$ et $T(k)$ sont proportionnels.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1153, 1329 et 1469.

(2) Nous adoptons les notations de (1).

(3) Y. YAMAGUCHI, *Phys. Rev.*, 95, 1954, p. 1628 et 1635.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Expression de la partie imaginaire de l'amplitude de l'effet Delbruck.* Note (*) de MM. **Paul Kessler** et **Philippe Eberhard**, présentée par M. Francis Perrin.

La mise en évidence de l'effet Delbruck nécessite des calculs de l'effet Rayleigh ([1]), qui ont été effectués à Birmingham pour des énergies allant jusqu'à 1,3 MeV ([2]). Par une extrapolation ([3]) (dont la justification reste pour l'instant sujette à caution), nous avons calculé la section efficace des effets Rayleigh et Thomson à 2,6 MeV dans le plomb. Les valeurs expérimentales de la diffusion élastique par les atomes de plomb, pour des angles supérieurs à 25°, sont au-dessus des valeurs théoriques ainsi déterminées (*fig.* 1). Or, on

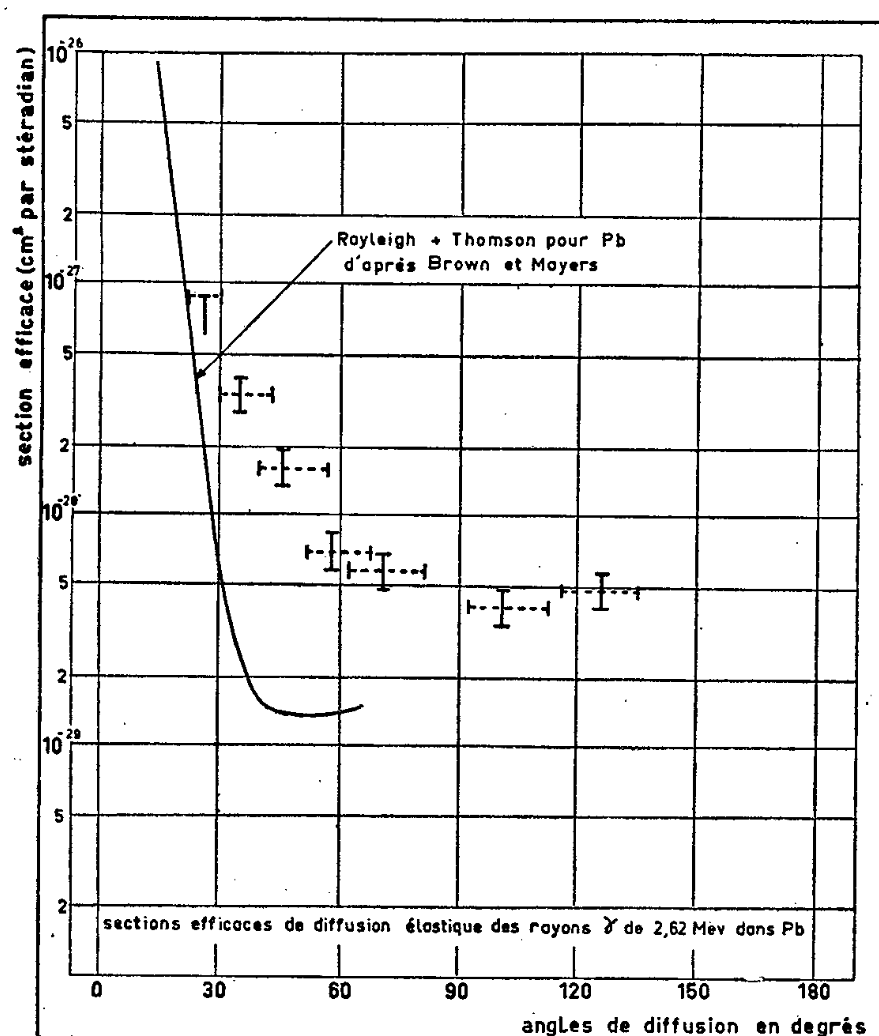


Fig. 1.

peut s'attendre à ce que la partie réelle de l'amplitude de l'effet Delbruck diminue les sections efficaces tandis que la partie imaginaire tend à les augmenter. Par conséquent, selon une suggestion de Brown ([3]), il est possible que l'on mette en évidence à 2,6 MeV, l'influence de la partie imaginaire de l'amplitude de l'effet Delbruck. Cette hypothèse est raisonnable si l'on considère à la fois le rapport des parties réelle et imaginaire à 2,6 MeV pour l'angle de diffusion de 0° ([4]) et l'allure des distributions angulaires des parties réelle et imaginaire à très haute énergie ([5]).

C'est pourquoi, en attendant des calculs tout à fait valables de l'effet Rayleigh à 2,6 MeV, nous avons entrepris le calcul de la partie imaginaire de l'amplitude de l'effet Delbruck.

On sait que le processus d'absorption associé à la diffusion Delbruck est la production de paires. On peut donc écrire, suivant une formule bien connue du calcul des perturbations :

$$H^{D} = \int \sum_{\text{spins}} \frac{H_i^{P} H_f^{P*}}{k - E - E'} p^2\, dp\, d\Omega\, p'^2\, dp'\, d\Omega' + \text{terme où } (k \to -k,\ i \text{ et } f \text{ permutés})$$

où H^{D} et H^{P} sont respectivement les éléments de matrice correspondant à l'effet Delbruck et à la production de paires; les quantités (E, p, Ω) et (E', p', Ω') se rapportent respectivement à l'électron et au positon, les indices i et f à l'état initial et final du photon.

On montre par des considérations de symétrie que :

$$\int \sum_{\text{spins}} H_i^{P} H_f^{P*}\, d\Omega\, d\Omega'$$

est réel pour toute valeur de (E, E').

On peut donc partager H^{D} en une partie réelle et une partie imaginaire comme suit :

$$H_{re}^{D} = \int Pf \left\{ \frac{1}{k - E - E'} \right\} \sum_{\text{spins}} H_i^{P} H_f^{P*} p^2\, dp\, p'^2\, dp'\, d\Omega\, d\Omega' + \text{terme où } k \to -k,$$

$$i H_{im}^{D} = i\pi \int \delta(k - E - E') \sum_{\text{spins}} H_i^{P} H_f^{P*} p^2\, dp\, p'^2\, dp'\, d\Omega\, d\Omega'.$$

D'où

$$a_{im}^{D} = 4\pi^3 k \int \delta(k - E - E') \sum_{\text{spins}} H_i^{P} H_f^{P*} p^2\, dp\, p'^2\, dp'\, d\Omega\, d\Omega'.$$

Nous utilisons la méthode de Born, ce qui se justifie du fait que cette méthode donne une bonne approximation dans la région d'énergie considérée pour le calcul des sections efficaces de production de paires. Nous obtenons

$$a_{im}^{D} = \frac{Z^2 \alpha^2}{16\pi^3} r_0 \int \frac{m}{EE' q_i^2 q_f^2} X\, \delta(k - E - E') p^2\, dp\, p'^2\, dp'\, d\Omega\, d\Omega'$$

où nous avons utilisé les notations suivantes :

$$q_i^2 = (\vec{k}_i - \vec{p} - \vec{p}')^2 \qquad q_f^2 = (\vec{k}_f - \vec{p} - \vec{p}')^2$$

$$X = \operatorname{Tr}\{ (Q_i^1 + Q_i^2)(\boldsymbol{\gamma}\mathbf{p}' - m)\gamma^0 (Q_f^1 + Q_f^2)^{\dagger} \gamma^0 (\boldsymbol{\gamma}\mathbf{p} + m) \}$$

avec

$$Q_i^1 = \frac{1}{2\,\mathbf{k}_i\mathbf{p}'}\gamma^0[\boldsymbol{\gamma}(\mathbf{k}_i - \mathbf{p}') + m](\boldsymbol{\gamma}\boldsymbol{\varepsilon}_i),$$

$$Q_i^2 = \frac{1}{2\,\mathbf{k}_i\mathbf{p}}(\boldsymbol{\gamma}\boldsymbol{\varepsilon}_i)[\boldsymbol{\gamma}(\mathbf{p} - \mathbf{k}_i) + m]\gamma^0$$

et (Q_f^1, Q_f^2) définis de façon analogue.

Nous devons distinguer les deux cas :

1° La polarisation initiale et finale du photon $(\vec{\varepsilon}_i, \vec{\varepsilon}_f)$ est située dans le plan de la diffusion.

2° La polarisation est perpendiculaire au plan de la diffusion : $\vec{\varepsilon}_i = \vec{\varepsilon}_f$.

Le premier cas est représenté par la figure 2 où les axes 1 et 2 correspondent aux bissectrices de $(\vec{k}_i, \vec{k}_f)$ et $(\vec{\varepsilon}_i, \vec{\varepsilon}_f)$. Dans le second cas, $\vec{\varepsilon}$ est dirigé suivant l'axe 3; perpendiculaire au plan de la figure.

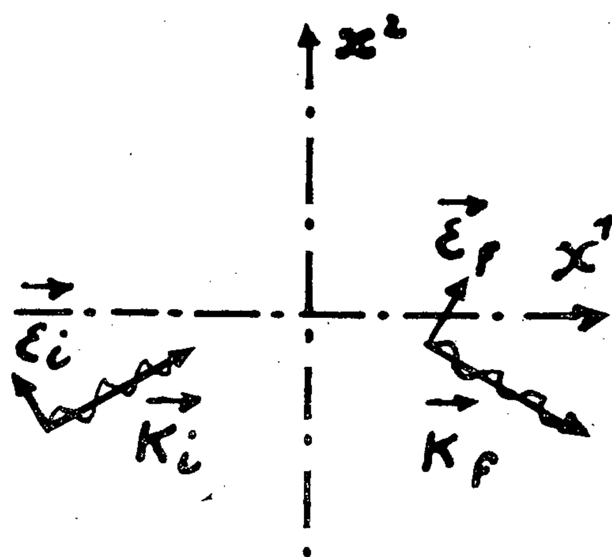


Fig. 2.

Avec le système d'axes choisi, nous obtenons :

1° Polarisation dans le plan.

$$\begin{aligned}
a_{im}^{\mathrm{D}} = \frac{Z^2\alpha^2}{16\pi^3} r_0 \int \frac{mpp'\,dE'}{q_i^2\,q_f^2}\,d\Omega\,d\Omega' \\
\times \Bigg\{ \left(\frac{r_i}{s_i} - \frac{r_i'}{s_i'}\right)\left(\frac{r_f}{s_f} - \frac{r_f'}{s_f'}\right)\frac{q_i^2 + q_f^2}{k^2} \\
- \frac{8}{k^2}\left(E'\frac{r_i}{s_i} + E\frac{r_i'}{s_i'}\right)\left(E'\frac{r_f}{s_f} + E\frac{r_f'}{s_f'}\right) \\
+ \left(\frac{1}{s_i s_f'} + \frac{1}{s_f s_i'}\right)[(p_2 + p_2')^2 + (p_3 + p_3')^2 - (E - E')^2 \sin^2\theta] \\
+ 2\sin^2\theta\left(\frac{1}{s_i} - \frac{1}{s_i'}\right)\left(\frac{1}{s_f} - \frac{1}{s_f'}\right)(p_3 p_3' - m^2) \\
+ 2\sin\theta\left(\frac{p_1 r_f' + p_2 s_f' - p_1' r_i - p_2' s_i}{s_i s_f'} + \frac{p_1' r_f + p_2' s_f - p_1 r_i' - p_2 s_i'}{s_f s_i'}\right) \\
+ \sin\theta\Bigg[\left(\frac{r_i}{s_i} - \frac{r_i'}{s_i'}\right)\left(\frac{E\cos\theta + p_1}{s_f'} - \frac{E'\cos\theta + p_1'}{s_f}\right) \\
- \left(\frac{r_f}{s_f} - \frac{r_f'}{s_f'}\right)\left(\frac{E\cos\theta + p_1}{s_i'} - \frac{E'\cos\theta + p_1'}{s_i}\right)\Bigg]\Bigg\};
\end{aligned}$$

2° Polarisation perpendiculaire :

$$a_{im}^{D}=\frac{Z^2\alpha^2}{16\pi^3}r_0\int\frac{mpp'\,dE'}{q_i^2\,q_f^2}\,d\Omega\,d\Omega'$$
$$\times\Bigg\{\frac{q_i^2+q_f^2}{k^2}\left(\frac{p_3}{s_i}-\frac{p'_3}{s'_i}\right)\left(\frac{p_3}{s_f}-\frac{p'_3}{s'_f}\right)-\frac{8}{k^2}\left(E'\frac{p_3}{s_i}+E\frac{p'_3}{s'_i}\right)\left(E'\frac{p_3}{s_f}+E\frac{p'_3}{s'_f}\right)$$
$$+\left(\frac{1}{s_i s'_f}+\frac{1}{s_f s'_i}\right)\left[(P_2+P'_2)^2+(P_3+P'_3)^2-k^2\sin^2\theta\right]$$
$$+2\sin^2\theta\left(\frac{1}{s_i}+\frac{1}{s'_i}\right)\left(\frac{1}{s_f}+\frac{1}{s'_f}\right)(p_3p'_3+m^2)$$
$$+2\sin\theta\left(\frac{1}{s_i s'_f}-\frac{1}{s_f s'_i}\right)(Ep'_2-E'p_2)$$
$$+\sin\theta\Bigg[\left(\frac{r_i}{s_i}-\frac{r'_i}{s'_i}\right)\left(\frac{E\cos\theta+p_1}{s'_f}-\frac{E'\cos\theta+p'_1}{s_f}\right)$$
$$-\left(\frac{r_f}{s_f}-\frac{r'_f}{s'_f}\right)\left(\frac{E\cos\theta+p_1}{s'_i}-\frac{E'\cos\theta+p'_1}{s_i}\right)\Bigg]\Bigg\}.$$

Nous avons utilisé dans ces formules les symboles suivants :

$$r_i=p_2\cos\theta+p_1\sin\theta\qquad r_f=p_2\cos\theta-p_1\sin\theta,$$
$$s_i=E-p_1\cos\theta+p_2\sin\theta\qquad s_f=E-p_1\cos\theta-p_2\sin\theta,$$

les quantités (r'_i, s'_i, r'_f, s'_f) étant définies de façon analogue.

Pour effectuer les intégrales quintuples ci-dessus, nous devrons sans doute recourir, au moins en partie, aux machines électroniques.

(*) Séance du 28 octobre 1957.

(1) G. Brown et D. Mayers, *Proc. Roy. Soc.*, A 234, 1956, p. 387 et *loc. cit.*

(2) G. Brown et D. Mayers, communication avant publication.

(3) G. Brown, communication privée.

(4) F. Rohrlich et R. Gluckstern, *Phys. Rev.*, 86, 1952, p. 1.

(5) H. Bethe et F. Rohrlich, *Phys. Rev.*, 86, 1952, p. 10.

THERMODYNAMIQUE. — *Sur les relations de la Thermodynamique des transformations irréversibles, et leurs conditions de validité.* Note (*) de M. **René Gibert**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Nous avons proposé antérieurement (1) une généralisation des relations de L. Onsager (2). Mais, malgré les contributions de M. Dodé (3) et A. Péneloux (4), le raisonnement soulevait encore certaines objections.

Tout en levant les critiques, l'analyse suivante précise les conditions de validité de ces relations et de celles d'Onsager.

Conditions I. — Nous considérons un système isolé, à liaisons holonomes indépendantes du temps, dont l'état est décrit par un ensemble de n variables de position indépendantes $x^1, \ldots, x^i, \ldots, x^n$. Nous supposons que son entropie S est une fonction définie, continue et dérivable des variables x^i, ne

contenant pas explicitement le temps, et indépendantes des vitesses $\dot{x}^i = dx^i/dt$ (ce qui exclut la présence de forces fonctions des vitesses $\dot{x}^i$ ou des accélérations $\ddot{x}^i$).

L'accroissement d'entropie δS dans toute transformation infinitésimale compatible avec les liaisons est alors

$$\delta S = \sum_i \frac{\partial S}{\partial x^i} \delta x^i.$$

Nous appelons *forces actives* X_i les dérivées partielles $-\partial S/\partial x^i$

$$X_i = -\frac{\partial S}{\partial x^i}.$$

Ces forces tendent à faire évoluer le système vers son état d'entropie maximum, dans lequel elles s'annulent simultanément.

D'après le second principe, la vitesse dS/dt d'accroissement de l'entropie du système isolé au cours de son évolution spontanée est toujours positive :

$$\frac{dS}{dt} = \sum_i \frac{\partial S}{\partial x^i} \frac{dx^i}{dt} = -\sum_i X_i \dot{x}^i > 0. \tag{1}$$

Elle est égale au débit d'entropie, σ, créée dans le système par les transformations irréversibles :

$$\sigma = \frac{dS}{dt} > 0. \tag{2}$$

Conditions II. — Nous admettons que ce débit σ est une fonction continue, définie positive, des vitesses $\dot{x}^i$, dont les dérivées de tous ordres sont finies et continues.

Le développement en série de puissances de cette fonction au voisinage de l'origine s'écrit donc :

$$\sigma = \sum_{m=2}^{m=\infty} f(m), \tag{3}$$

où $f(m)$ désigne une fonction homogène de degré m des vitesses x^i.

Si l'on définit une fonction de dissipation Φ :

$$\Phi = \sum_{m=2}^{m=\infty} \frac{1}{m} f(m)$$

et si l'on pose

$$X'_i = -\frac{\partial \Phi}{\partial \dot{x}^i}, \tag{4}$$

le théorème d'Euler permet d'écrire :

$$\sigma = -\sum X'_i \dot{x}^i. \tag{5}$$

Il résulte des équations (1), (2) et (5) que les X'_i sont homogènes aux forces actives X_i : ce sont les *forces dissipatives*, créatrices d'entropie, opposées aux forces actives par les phénomènes irréversibles.

En l'absence de toutes autres forces, exclues par l'hypothèse, les forces X_i et X'_i s'annulent :

(6) $$X_i - X'_i = 0 \qquad (i = 1, 2, \ldots, n).$$

La dérivation de ces équations, compte tenu des définitions (4), permet d'écrire :

$$\frac{\partial X_i}{\partial \dot{x}^j} = \frac{\partial X_j}{\partial \dot{x}^i}$$

ou encore

(7) $$\frac{\partial \dot{x}^i}{\partial X_j} = \frac{\partial \dot{x}^j}{\partial X_i}.$$

Ces relations généralisent celles d'Onsager, auxquelles elles se réduisent si on limite le développement (3) à son premier terme, ce qui n'est légitime que pour des vitesses suffisamment petites.

Avec les restrictions énoncées, les relations de la thermodynamique des transformations irréversibles résultent donc uniquement de la Thermodynamique classique et de l'hypothèse admise au sujet du débit d'entropie.

(*) Séance du 28 octobre 1957.

(1) R. Gibert, *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 2145.

(2) *Phys. Rev.*, **37**, 1931, p. 405; **38**, p. 2265

(3) *Comptes rendus*, **243** 1956, p. 888.

(4) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 2238; *Thèse*, Nancy, 1957.

MAGNÉTISME. — *Interprétation des variations du champ de résonance ferrimagnétique du grenat de gadolinium avec la température.* Note de M. **Jean Paulevé**, transmise par M. Louis Néel.

Dans une Note récente (1) nous avons donné les résultats expérimentaux de l'étude de la résonance du grenat de gadolinium polycristallin, dans une large bande de température (4 à 700°K). Comme nous l'avions signalé, la présence d'impureté dans nos échantillons interdisait l'étude au voisinage immédiat de la température de compensation T_c. Des résultats publiés récemment par B. A. Calhoun, J. Overmeyer et M. V. Smith (2) à une fréquence très voisine sont venus compléter cette étude (*fig.* 1) : une branche D apparaît au voisinage immédiat de T_c. Les branches A et B sont proches de nos courbes expérimentales. Le champ de résonance vers —190° diminue également sous l'effet de l'anisotropie (5) mais moins fortement que sur notre échantillon : on peut attribuer cette différence à des structures microcristallines différentes (6), qui jouent un rôle important dans cette région où les aimantations sont déjà fortes.

Nous avons déjà donné pour les branches A et B une interprétation satisfaisante [1], [5]. Nous reviendrons ici plus en détail sur le cas de la branche A et

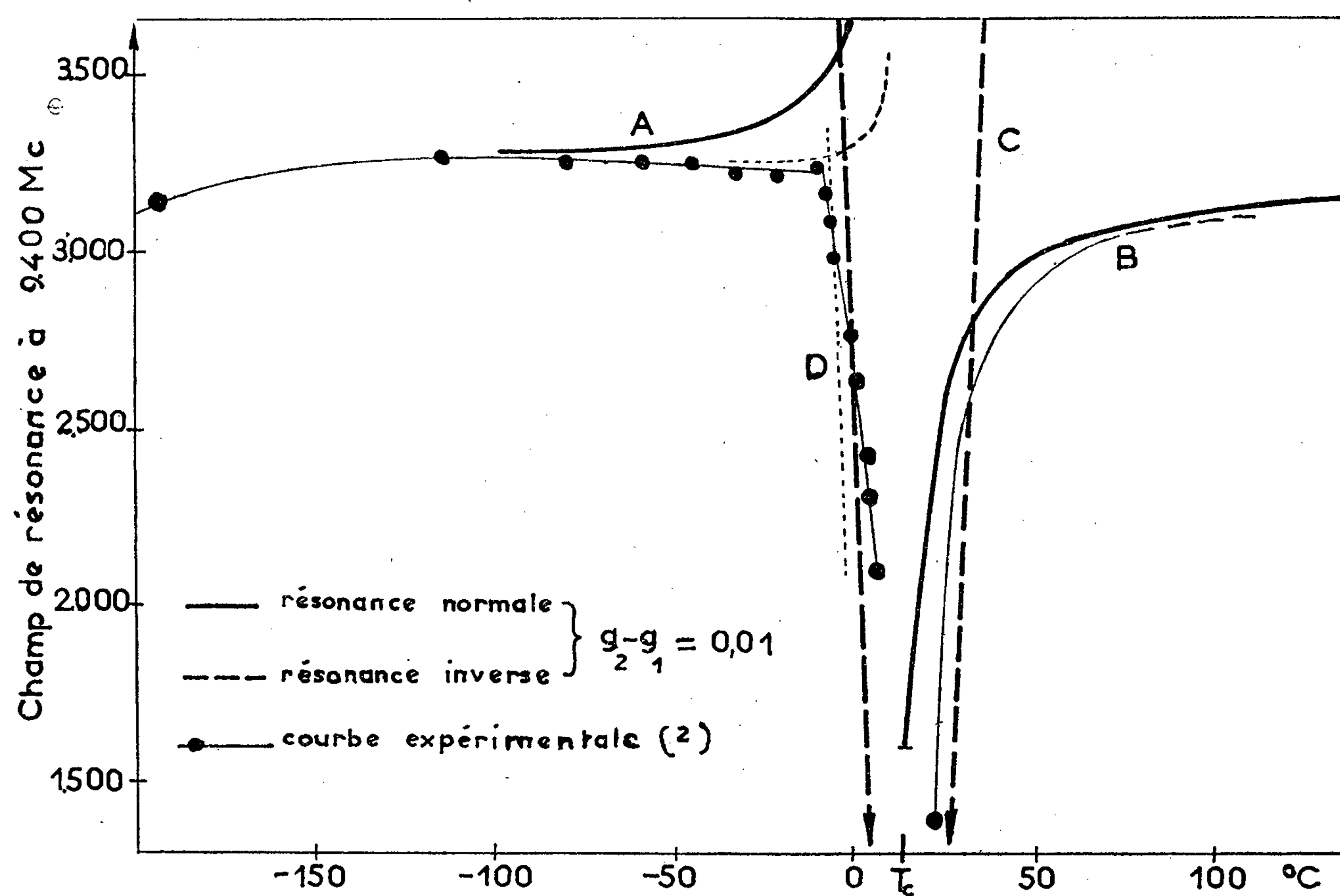


Fig. 1.

sur la branche D. Il est très commode, pour une étude claire de ces résonances, d'utiliser la famille des hyperboles $\omega(H)$ [3], [5], qui déterminent les conditions de résonance du grenat, considéré comme un ferrite à deux sous-réseaux [1],

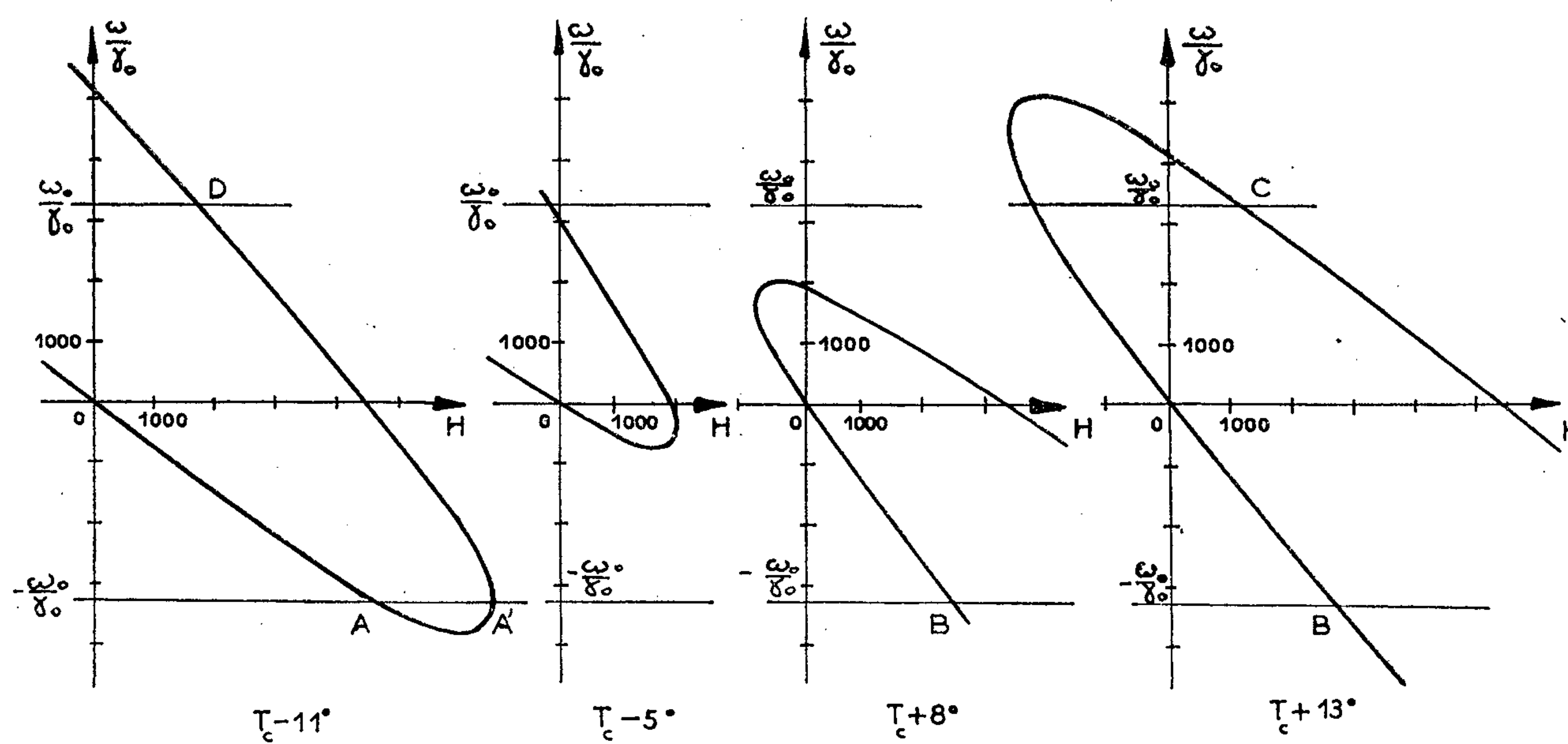


Fig. 2.

en fonction de la température et en négligeant l'anisotropie. Quelques hyperboles calculées à partir des données magnétiques de R. Pauthenet [4] sont représentées sur la figure 2.

La courbe théorique calculée que nous avions donnée, au-dessous de T_c, correspond au point A d'intersection de l'hyperbole avec la droite $-\omega_0$ (résonance « normale » donnant lieu à une absorption dans un champ H. F. tournant dans le sens habituel de la précession de Larmor). Lorsque la température s'approche de T_c, il apparaît une deuxième résonance normale correspondant au point A'. Les raies d'absorption étant larges et déjà faibles dans cette région, à cause du voisinage de T_c, on aura confusion des deux raies en une raie extrêmement large et faible, ce qui explique qu'on n'observe pas la partie montante de la branche A des courbes H(T), dans les deux séries de mesures étudiées ici. On notera qu'au-dessus de T_c, la branche B ne peut donner lieu à un phénomène de ce type, l'hyperbole se présentant de façon tout à fait différente. La résonance restera observable très près de T_c, ce qui est confirmé par l'expérience.

Il restait une courbe H(T), théoriquement observable, correspondant au point D d'intersection des hyperboles avec la droite $+\omega_0$ (résonance inverse ») en dessous de T_c. Ces résonances sont représentées sur la figure 1, par la branche D des courbes théoriques. Elles sont très proches des valeurs expérimentales de Calhoun dans cette région. C'est donc cette raie qui, ne subissant pas l'effet d'élargissement signalé pour les résonances de la branche A, reste observable à l'approche de T_c.

Cette raie, qui correspond au type D signalé dans notre étude générale des ferrites à température de compensation ([5]) est observée ici pour la première fois, et il serait intéressant de vérifier expérimentalement qu'elle donne lieu à une absorption, dans un champ H. F. tournant en sens inverse de la précession normale de Larmor, comme nous en avons déjà observé sur certains ferrites à température de compensation ([5]).

On note que les points expérimentaux de Calhoun (*fig.* 1), se placent sur une courbe présentant un angle vif, au raccord de A et D, ce qui confirme bien l'observation de deux raies différentes. L'accord des courbes théoriques et expérimentales n'est pas parfait — il serait meilleur dans cette région pour $g_2 - g_1 = 0,001$: courbes en pointillé — mais on retrouve bien l'allure générale.

Une autre résonance inverse, théoriquement observable au-dessus de T_c correspond au type C ([5]). Son observation semble très improbable, car son intensité est très faible devant celle de la résonance normale B qui évolue dans des champs voisins.

On remarquera la profonde différence entre ces courbes théoriques et celles des ferrites de lithium-chrome à température de compensation. La formule approchée de Wangsness

$$\gamma = \frac{M_1 + M_2}{\dfrac{M_1}{\gamma_1} + \dfrac{M_2}{\gamma_2}}$$

ne permet plus de rendre compte, même approximativement, des résultats.

([1]) J. PAULEVÉ, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1908.
([2]) *Phys. Rev.*, **107**, 1957, p. 993.
([3]) B. DREYFUS, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 552 et 1270.
([4]) *Thèse*, Grenoble, 1957.
([5]) J. PAULEVÉ, *Résonance magnétique des ferrites à température de compensation* (*Thèse*, Grenoble, 1957).
([6]) J. O. ARTMAN, *Proc. Inst. Rad. Engrs*, **14**, 1956, p. 1284; POLDER et SMITH, *Rev. Mod. Phys.*, **25**, 1953, p. 89.

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Résultats théoriques concernant les couches minces d'antimoniure d'indium.* Note (*) de MM. **ANTOINE COLOMBANI** et **JACQUES LAUNAY**, transmise par M. Gustave Ribaud.

Nous avons donné dans des publications antérieures ([1]), ([2]) quelques résultats expérimentaux concernant la résistivité, l'effet Hall et la magnétorésistance des lames minces d'antimoniure d'indium qui se comportent à la température ambiante comme des semiconducteurs électroniques (coefficient de température et constante de Hall négatifs).

Nous allons montrer comment on peut déterminer, en première approximation (conduction par trous négligeable), la plupart des constantes électroniques du dépôt par la seule connaissance de sa courbe de résistivité ([1]).

En effet, la résistivité d'un dépôt en couche mince croît très rapidement lorsque son épaisseur diminue et devient du même ordre de grandeur que le libre parcours des électrons. D'après notre courbe expérimentale, nous pouvons adopter pour ce libre parcours la valeur $l = 580$ Å.

D'autre part si l'on admet pour la vitesse des électrons celle qui est donnée par la théorie cinétique à 293°K, on trouve $v = 1,10.10^{-7}$ cm.

D'où le libre temps moyen $\tau_{\mu_n} = l/v = 5,3.10^{-13}$ s. La *mobilité électronique* u_n s'en déduit en prenant $m_n = m = 0,9.10^{-27}$ g et $e = 1,6.10^{-20}$ u. é. m. pour les électrons :

$$u_n = \tau_{\mu_n} \frac{e}{m} = 0,955.10^{-5}\ \text{cm}^2/\text{s/u. é. m.} = 0,0955\ \text{m}^2/\text{V/s}.$$

De même la *mobilité de Hall :*

$$u_{Hn} = \frac{3\pi}{8} u_n = 1,12.10^{-5}\ \text{cm}^2/\text{s/u. é. m.} = 0,112\ \text{m}^2/\text{V/s}.$$

De plus la conductibilité du dépôt tendant vers la valeur $\gamma = 1/7.10^{-7}$ u.é.m. on en déduit par application de la formule : $\gamma = neu_n$ le *nombre d'électrons libres par centimètre cube :* $n = 9,2.10^{16}/\text{cm}^3$.

D'où enfin la constante de Hall :

$$(a) \qquad R_H = \frac{3\pi}{8ne} = 800\ \text{c. g. s. m.}$$

Cette valeur correspond très bien à nos résultats expérimentaux directs (2) pour un champ $H = 10^4$ Oe $= 1$ W/m^2.

Autrement dit si l'on utilise la valeur de R_H fournie par l'expérience la relation (a) nous donne le même nombre de porteurs que lorsqu'on part directement de la courbe de résistivité. Avec $l = 580$ Å et $\tau_{\mu_n} = 5,3 . 10^{-13}$ s, on vérifie aussi que $m_n = m = 0,9 . 10^{-27}$ g.

Enfin, la formule $l = 3\sqrt{2\pi m_n k T}\,(u_n/e)$ utilisée dans la théorie des semi-conducteurs nous donne $l = 660$ Å, valeur assez voisine de celle que nous déduisons de la courbe de résistivité.

Les résultats fournis par l'expérience concordent entre eux ainsi qu'avec la théorie.

(*) Séance du 23 septembre 1957.
(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1009.
(2) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1122.

SPECTROSCOPIE. — *Nouveaux aperçus sur le complexe-transitoire. Recherches sur* ($Na\,{}^3S$, $Ar\,{}^1S$), ($Na\,{}^3P$, $Ar\,{}^1S$). Note (*) de Mlle **Rose Aynard**, transmise par M. Jean Cabannes.

Dans un travail antérieur (1) j'ai appelé *complexe-transitoire* dans un choc (en microphysique) un état de rapprochement momentané de deux particules en présence tendant à la formation d'une molécule soit stable, soit instable ou, à la limite, sans formation de molécule. J'ai montré qu'il était possible de calculer assez exactement à partir des fonctions d'énergie potentielle, engendrées par l'attraction et la répulsion des particules, la largeur spectrale d'une bande diffuse donnée par l'interaction des complexes formés (normaux et excités) et que ce résultat concordait avec celui des mesures. Il convient d'ajouter que ces résultats n'ont de signification physique que relativement aux expériences réalisées à basse pression.

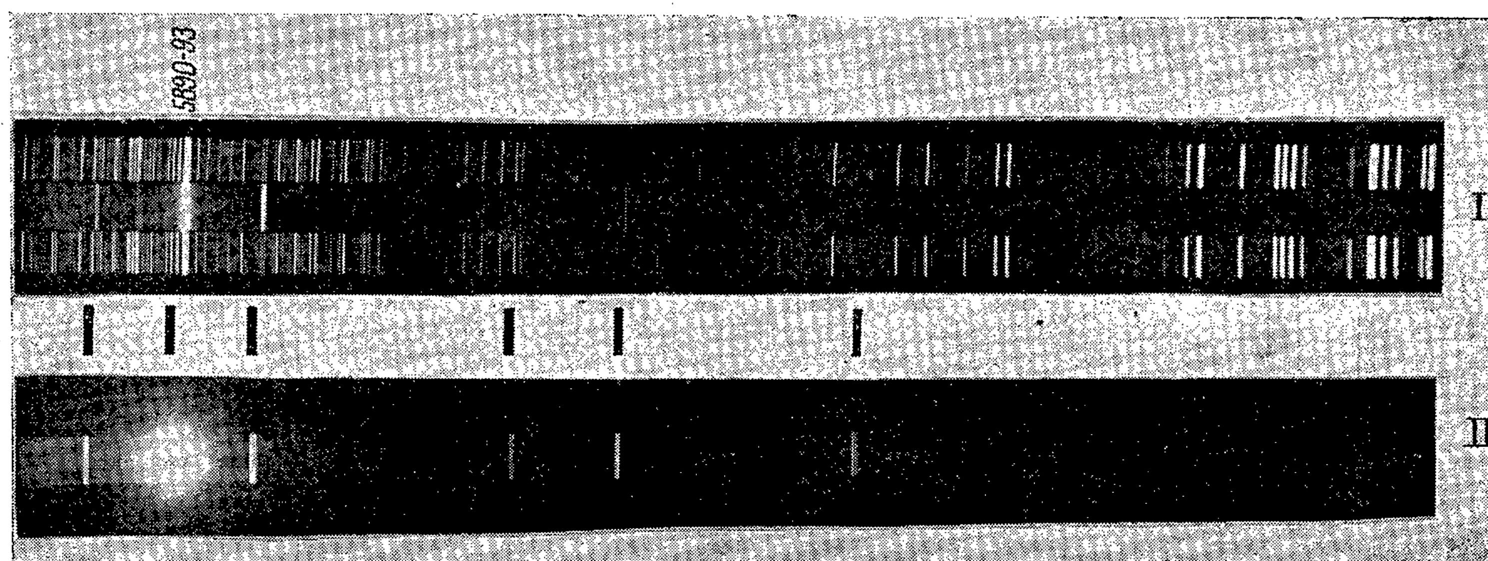
Au sein des bandes diffuses données par ces interactions autour de l'atome émetteur, apparaissent des maxima à bandes étroites dont il est plus difficile de prévoir les positions *a priori*. Dans cette Note je me propose de tenter de les déterminer.

J'ai étudié ici les complexes transitoires ($Na\,{}^3S$, $Ar\,{}^1S$), ($Na\,{}^3P$, $Ar\,{}^1S$) qui se forment dans une atmosphère d'argon à basse pression en présence de sodium chauffé à 250° environ. J'ai opéré comme dans mes expériences précédentes (argon pur et sodium distillé sous vide) (2).

Le spectrographe employé ici avait une dispersion de 50 Å/mm dans le jaune et j'ai opéré avec une fente de 5/100e de millimètre.

Le cliché I (*fig.* 1) montre la structure fine (maxima à bandes étroites mais

toutefois dégradées) de la large bande diffuse que donnent habituellement de tels complexes. Ce cliché a été obtenu très difficilement, la pression étant particulièrement basse (1/10e mm Hg). Cette résolution des bandes n'a jamais été obtenue jusqu'alors.



J'ai réalisé le cliché II (*fig.* 2) à une pression 100 fois plus grande (10 mm Hg), ce qui me permet de montrer que les maxima *tendent à disparaître par élargissement lorsque la pression croît* (on aperçoit les mêmes bandes mais très élargies et dégradées). Aux pressions suffisamment hautes on ne doit obtenir que des bandes larges et dégradées soit vers le violet soit vers le rouge.

Les positions de ces maxima sont le résultat statistique des conditions de probabilité provenant des vitesses différentes des chocs des atomes en présence ([3]) et dépendent en fait de leurs distances d'approche relatives. Ces bandes étroites représentant les états de stabilité du complexe sont donc calculables théoriquement. Quant à leurs positions mesurables, elles le sont davantage à très basse pression (pour les raisons ci-dessus) et comme l'expérience le confirme.

Après Margenau ([4]) et Preston ([5]), Kleman et Lindholm ([6]), Ch'en et Takeo ([7]), donnent quelques résultats expérimentaux concernant l'effet de la pression dans ces gaz et dans le même sens que mes observations.

Autour du doublet 5890-5896 du sodium, j'ai mesuré sur le cliché I les positions de plusieurs bandes étroites dans le violet et le rouge à partir de la raie 5888,7 de l'argon, celle-ci étant plus aisément repérable que la raie 5890 (et 5896) du sodium. (Spectre I.)

De nombreux maxima entourent également le doublet 6154-6160 du sodium.

Pour calculer *a priori* les longueurs d'ondes de ces bandes par les données des courbes de potentiel des complexes ($Na\,^3S$, $Ar\,^1S$), ($Na\,^3P$, $Ar\,^1S$), on doit connaître les rayons des atomes dans ces mêmes conditions.

En admettant les constantes d'Amdur ([8]) pour la fonction

$$E(r)_{Ar_0,Ar_0} = 8{,}3.10^{-7}\,e^{-4{,}782r} - (0{,}755/r^6 + 1{,}64/r^8 + 1{,}85/r^{10})\,10^{-10}\ (\text{ergs, Å})$$

j'obtiens au minimum de distance d'approche, le rayon de l'atome d'argon soit $r_{Ar_0} = 2$ Å.

Remarque. — Il serait impropre d'utiliser les résultats des mesures de dimensions de l'atome d'argon soit par les données des cristaux et des rayons X($R_{Ar} = 1,92$ Å) ([9]) soit, celles obtenues par les mesures de viscosité ($R_{Ar} = 1,67$ Å à 250° C) ([10]) dans cette question.

En admettant mes valeurs antérieures ([11]) pour les dimensions de l'atome de sodium normal et excité, on a au minimum de distance d'approche des deux complexes : $r_{0,0} = 3,85$ Å et $r_{1,0} = 4,19$ Å et pour les fonctions

$$f_{0,0}(r) = -\frac{113,6}{r^6} + \frac{53\,572.10^5}{r^{20}} (\text{eV, Å})$$

et

$$f_{1,0}(r) = -\frac{218,6}{r^6} + \frac{33\,716.10^6}{r^{20}} (\text{eV, Å}).$$

On voit sur les courbes les positions des bandes relatives à ces complexes. On remarque aussitôt qu'on doit avoir depuis $r = 3,85$ Å jusqu'à $r = 4,19$ Å des bandes vers le violet et à partir de 4,19 Å jusqu'à 5,5 Å de nombreuses bandes vers le rouge (à partir de la raie de l'atome émetteur).

Pour obtenir le $\Delta\lambda$ de ces bandes à partir de la raie de l'atome émetteur j'ai calculé les points de stabilité de ces complexes au moyen de ces fonctions et de leurs dérivées (puisqu'il y a champ de forces, d'où, surfaces de niveau) (tableau).

f.	$f_{1,0}$ (min).	$f_{0,0}$ (min).	$f'_{1,0}$ (min).	$f'_{0,0}$ (min).	Δf.
r(Å)	4,19	3,85	4,6	4,16	4,19
E(eV.10^{-3})	32	24	22	21	13
$\Delta\lambda$(Å) calculé	–	66,7	–	58,4	36,8
» mesuré	–	64	–	56	32
» calculé	91,4	–	62,6	–	–
» mesuré	102	–	69	–	–

On voit que les valeurs calculées sont par excès sur les valeurs mesurées du côté du violet (par rapport à la raie de l'atome émetteur) et par défaut du côté du rouge. On peut remarquer que les mesures étant faites à partir de la raie 5888,7 Å de l'argon tandis que les valeurs calculées sont établies à partir du doublet 5890-5896. Les erreurs commises doivent donc bien être de cet ordre et dans ce sens. Elles sont également dans les limites des conditions expérimentales (les bandes étant dégradées sur 6 ou 7 Å) et des données théoriques respectivement.

Pour obtenir par les données théoriques les positions des bandes étroites de ces complexes autour du doublet 6154-6160 ($^3P\,^5S$) du sodium il y aurait lieu de modifier les valeurs des probabilités de transition relatives aux termes attractifs de la courbe de potentiel de chaque complexe et d'effectuer les cal-

culs à partir de ce doublet pour tracer les courbes. Les mesures doivent être faites également à partir de ce doublet.

(*) Séance du 28 octobre 1957.

(1) R. AYNARD, *Recherches sur le complexe-transitoire dans les processus de chocs en atomistique* (*Thèse*, Masson, 1956).

(2) *Loc. cit.*

(3) OLDENBERG, *Z. Phys.*, 47, 1928, p. 184; 55, 1929, p. 1.

(4) *Phys. Rev.*, 40, 1932, p. 394.

(5) *Phys. Rev.*, 51, 1937, p. 298.

(6) *Arkiv. Mat. Astron. Phys.*, 32 B, n° 4, Paper 10, 1946.

(7) *Rev. Mod. Phys.*, 29, 1957, p. 20-73.

(8) *J. Chem. Phys.*, 16, 1948, p. 190.

(9) KANE, *J. Chem. Phys.*, 7, 1939, p. 600.

(10) JOHNSTON et GRILLY, *J. Phys. Chem.*, 46, 1942, p. 948.

(11) R. AYNARD, *loc. cit.* (1).

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Mesures de l'ionisation spécifique primaire d'électrons par la méthode de la chambre de Wilson.* Note (*) de MM. **JOSEPH ALLEWAERT, RÉMY VAN DE WALLE** et **JULIEN VERHAEGHE**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Les données expérimentales relatives à l'ionisation spécifique primaire d'électrons dans les gaz sont rares. La littérature mentionne les mesures classiques de E. J. Williams et F. R. Terroux (1), dans l'hydrogène et l'oxygène, et celles de D. H. Loughridge et H. K. Skramstad (2) dans l'azote et le néon. Plus récentes sont les mesures de R. R. Roy et M. Étienne (3) dans l'azote et l'argon; celles de Mc Clure (4) dans l'hydrogène et l'hélium et celles de K. Sommermeyer et H. Dresel (5) dans l'azote, l'hydrogène, l'oxygène et d'autres gaz. Ces deux dernières séries de mesures n'ont cependant pas été effectuées à l'aide d'une chambre de Wilson. Faisons remarquer encore que les résultats récents obtenus par Frost et Nielsen (6) se rapportent à l'ionisation spécifique totale.

Nous avons repris les mesures de Williams et Terroux à l'aide d'une chambre de Wilson perfectionnée et nous les avons complétées par d'autres faites dans l'hélium, l'énergie des électrons variant de 0,1 à 1,7 MeV.

Il importe de souligner les conditions dans lesquelles doivent se faire les mesures de l'ionisation spécifique primaire. Il faut d'abord que, macroscopiquement, chaque complexe d'ions provenant d'une même ionisation primaire ne donne lieu qu'à une gouttelette sur la trajectoire, ce qui dépend essentiellement du moment de l'admission du rayon β dans la chambre. Si cette dernière est continuellement irradiée, il suffit tout simplement de sélectionner les trajectoires appropriées.

Il faut ensuite que deux gouttelettes correspondant à des complexes différents soient suffisamment séparées pour les distinguer nettement sur le film. Cette réalisation dépendra de la pression du gaz et pourra se faire normalement à la pression ordinaire pour l'hydrogène, l'hélium et les gaz à densité électronique faible; les mesures dans l'oxygène nécessitent déjà une pression réduite et soigneusement appropriée.

Signalons enfin le choix judicieux du moment de la prise d'une photographie ainsi que celui du balayage de la chambre par l'application d'un champ électrique.

Ainsi nous avons pu mesurer, dans des conditions expérimentales les plus favorables, l'ionisation spécifique primaire en dénombrant les gouttelettes par unité de longueur de la trajectoire. Les seules corrections à appliquer furent celles relatives aux gouttelettes du fond ainsi que celles occasionnées par l'ionisation directe des molécules des liquides nécessaires au fonctionnement de la chambre.

Les figures 1, 2 et 3 se rapportent aux résultats obtenus dans l'hydrogène, l'hélium et l'oxygène, les statistiques portant respectivement sur 240, 219 et 178 trajectoires. En mesurant le rayon de courbure (ρ), dans un champ magnétique connu (H), nous avons pu mesurer l'ionisation pour les différentes énergies de la particule ionisante.

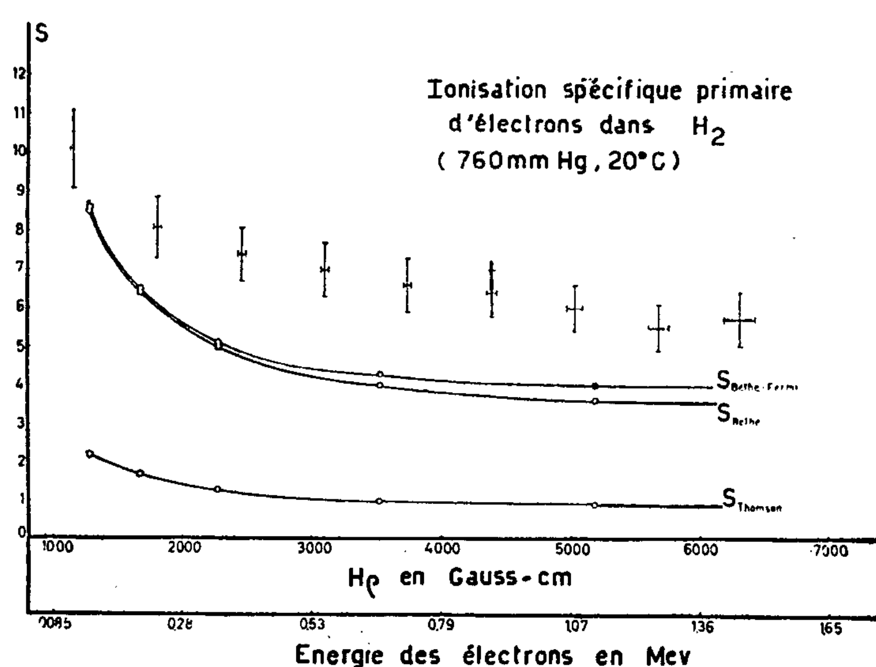


Fig. 1.

Ces figures permettent directement la comparaison avec les résultats fournis par la théorie classique de J. J. Thomson et N. Bohr [7], [8], la théorie quantique de H. Bethe [9] ainsi que la théorie relativiste de H. Bethe et E. Fermi [10], [11]. Cette dernière permet le calcul exact de l'ionisation spécifique primaire dans l'hydrogène atomique et conduit à la formule

$$S = 0,285 \frac{\pi N e^4}{W_H T}\left[\log\frac{T}{0,012\,W_H} - \log(1-\beta^2) - \beta^2\right]$$

qui constitue une meilleure approximation que celle de Bethe laquelle se réduit au premier terme de cette expression.

Dans cette relation W_H signifie le potentiel d'ionisation de l'atome d'hydrogène; N le nombre d'atomes par unité de volume; $T = 1/2\, mv^2$, l'énergie cinétique de l'électron et β le rapport v/c.

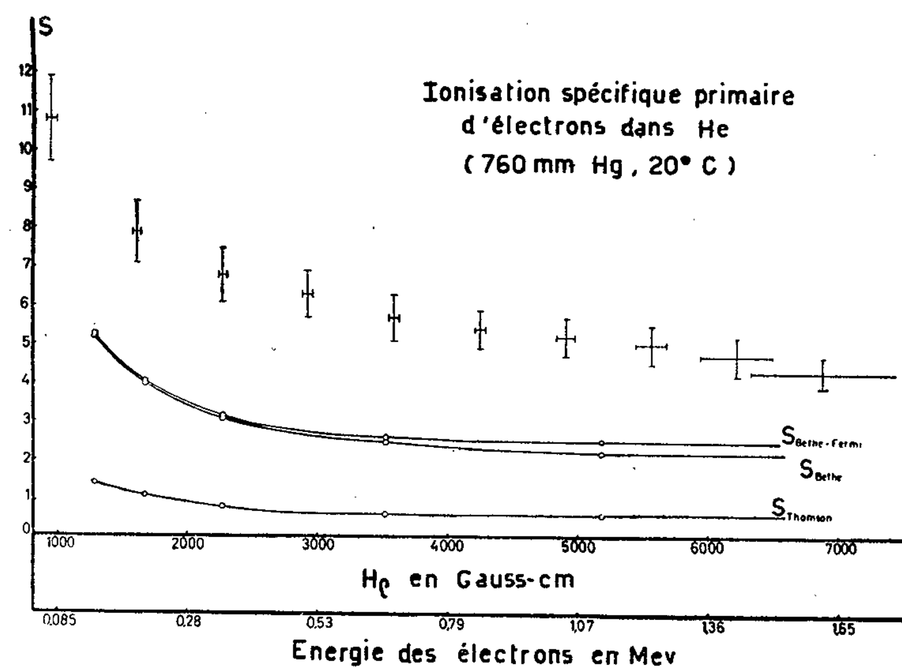


Fig. 2.

Le calcul des valeurs théoriques pour H_2, He et O_2 ne peut évidemment pas se faire sur la base de la formule de Bethe sans l'introduction de quelques hypothèses complémentaires.

Nous ne discuterons pas celles-ci pour le moment; nous voulons nous borner à signaler que, en première approximation, et pour l'intervalle

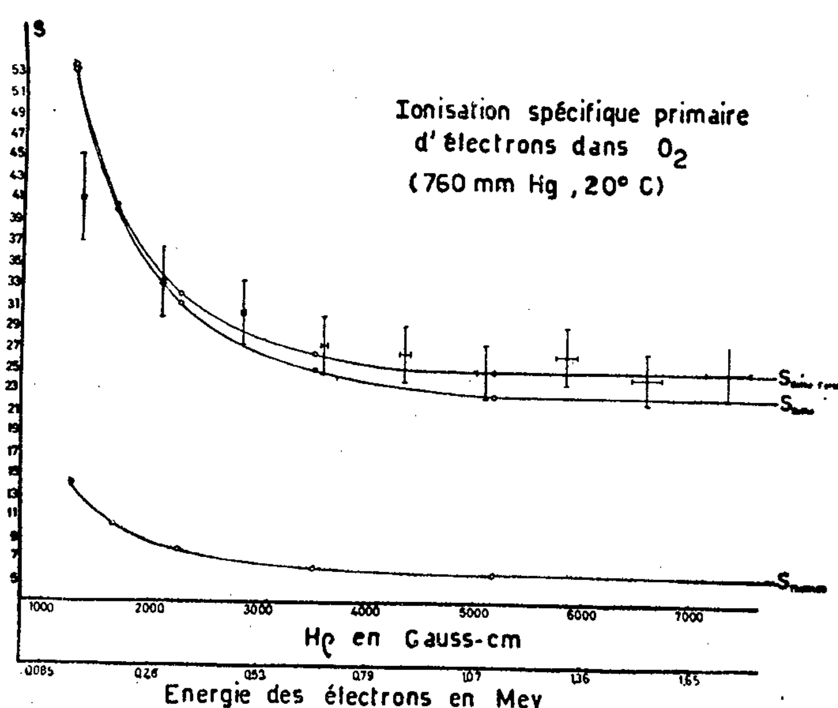


Fig. 3.

d'énergie considérée il convient de faire la somme des valeurs de S obtenues pour chaque électron individuel. Dans le cas des molécules, pour les électrons périphériques, c'est le potentiel d'ionisation moléculaire qui intervient plutôt que le potentiel d'ionisation atomique.

Nos expériences fournissent des valeurs de S considérablement supérieures aux valeurs théoriques de Thomson, en concordance avec les résultats des auteurs déjà cités. Sauf pour le cas de O_2, ces valeurs sont d'ailleurs plus grandes que celles prévues par la théorie de Bethe-Fermi, l'écart restant sensiblement constant pour $H\rho > 3\,000$ gauss/cm.

Dans une Note ultérieure nous discuterons une explication possible des écarts constatés.

(*) Séance du 21 octobre 1957.
(1) *Proc. Roy. Soc.*, (A), **126**, 1930, p. 289.
(2) *Phys. Rev.*, **50**, 1936, p. 677.
(3) *Nature*, **172**, 1953, p. 953.
(4) *Phys. Rev.*, **90**, 1953, p. 796.
(5) *Z. Phys.*, **141**, 1955, p. 307; *Z. Phys.*, **144**, 1956, p. 388.
(6) *Phys. Rev.*, **91**, 1953, p. 864.
(7) *Phil. Mag.*, **23**, 1912, p. 449.
(8) *Phil. Mag.*, **30**, 1915, p. 581; **30**, 1915, p. 606.
(9) *Ann. Phys.*, **5**, 1930, p. 325.
(10) H. Bethe et E. Fermi, *Z. Phys.*, **77**, 1932, p. 296.
(11) E. J. Williams, *Proc. Roy. Soc.*, (A), **135**, 1932, p. 108; **139**, 1933, p. 163; C. Møller, *Annalen der Physik*, **14**, 1932, p. 531.

RÉSONANCE NUCLÉAIRE. — *L'influence de la structure des liquides sur la relaxation nucléaire par translation.* Note de M. **Joseph Seiden**, présentée par M. Louis de Broglie.

1. Considérons un liquide contenant des spins nucléaires $I = 1/2$. La relaxation par translation (ou encore intermoléculaire) est celle qui s'effectue par l'intermédiaire du couplage de chaque spin I avec les spins de toutes les molécules voisines, à l'exclusion des spins appartenant à la même molécule M que le spin I. Pour calculer le temps de relaxation par translation, on supposait que la répartition des molécules dans le liquide autour d'une molécule donnée M est uniforme, donc que la probabilité qu'une molécule M′ se trouve à une distance comprise entre r et $r+dr$ de M est proportionnelle à $4\pi r^2\,dr$. En réalité, cette probabilité est proportionnelle à $4\pi g(r) r^2\,dr$ (1). La fonction de distribution radiale $g(r)$ est déterminée expérimentalement en analysant le liquide aux rayons X, elle a fait l'objet de nombreux travaux théoriques. Cette fonction $g(r)$ présente dans le voisinage immédiat de la molécule M considérée un pic assez large et d'autant plus prononcé que la température T du liquide est plus basse. Ce fait, traduisant l'existence d'un ordre local dans le liquide, possède une influence considérable sur la valeur du temps T_1 de relaxation par translation.

Pour simplifier l'exposé, nous considérons un liquide non polaire et mono-

atomique. L'hamiltonien du spin I est

(1) $$\mathcal{H} = -\gamma\hbar H_0 I_z - \gamma\hbar \vec{H}(t)\vec{I},$$

H_0 est le champ magnétique constant, $\vec{H}(t)$ est le champ local fluctuant produit à l'endroit du spin I par les spins de toutes les molécules voisines. La probabilité d'une transition $m \to n$ par unité de temps, provoquée par $V(t) = -\gamma\hbar\vec{H}(t)\vec{I}$ est

(2) $$W = \frac{1}{\hbar^2}\int_{-\infty}^{+\infty} \overline{(m\,|\,V(t)\,|\,n)\,(n\,|\,V(0)\,|\,m)}\, e^{i\omega t}\, dt \qquad \omega = \gamma H_0.$$

La fonction de corrélation figurant sous l'intégrale (2) est proportionnelle à

(3) $$\iint \left(m\,\middle|\,\vec{K}(\vec{r})\vec{I}\,\middle|\,n\right)\left(n\,\middle|\,\vec{K}(\vec{r}_0)\vec{I}\,\middle|\,m\right) P(\vec{r}, \vec{r}_0, t)\, 4\pi g(r_0)\, r_0^2 d\vec{r}\, dr_0,$$

$P(\vec{r}, \vec{r}_0, t)$ étant la probabilité qu'un spin voisin de I soit en $\vec{r}$ au temps t, sachant qu'il était en $\vec{r}_0$ au temps zéro. $K(\vec{r})$ désigne le champ local produit par ce spin voisin. Le calcul rigoureux de (3) paraîtra dans une publication détaillée ultérieure, nous nous contenterons ici d'un calcul approché.

3. Nous évaluerons ici le rapport T_1/T'_1 du temps de relaxation T_1 correct au temps T'_1 incorrect qu'on obtient en faisant $g(r) = 1$. Pour simplifier, nous supposons :

a. que le liquide est isotrope;

b. que la fonction de corrélation en (2) est proportionnelle à $e^{-|t|/\tau_c}$.

On a alors

$$W \sim \left(\overline{H_x^2(0) + H_y^2(0)}\right)\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{|t|}{\tau_c} + i\omega t}\, dt \sim \overline{H}^2,$$

$\overline{H}^2$ est le carré moyen des fluctuations du champ local $H(t)$,

$$\vec{H}(t) \sim \sum_j r_j^{-3}\left[\vec{I}_j - 3\left(\vec{n}_j\vec{I}_j\right)\vec{n}_j\right].$$

A cause de l'isotropie, et de ce que $T_1 \sim W^{-1}$, on a

(4) $$\frac{T'_1}{T_1} = \frac{\overline{H}^2}{\overline{H}'^2} = \frac{\displaystyle\int_0^\infty \frac{1}{r^6} g(r)\, 4\pi r^2\, dr}{\displaystyle\int_d^\infty \frac{1}{r^6}\, 4\pi r^2\, dr}$$

d étant la distance qui, dans le calcul de T'_1, a été adoptée comme distance minima entre deux molécules.

4. La fonction $g(r)$ dépend de T. Pour obtenir T'_1/T_1 en fonction de T, nous ne pourrons utiliser les courbes expérimentales $g(r)$; nous aurons recours

à une expression analytique assez simple

$$g(r) = e^{-\frac{\varphi(r)}{kT}} \left[1 + \frac{4\sigma^3}{v} F\left(\frac{r}{\sigma}, \frac{\varepsilon}{kT}\right)\right] \tag{5}$$

due à Mayer et Montroll ([2]), valable rigoureusement pour les gaz seulement, mais constituant pour les liquides une approximation qui nous suffira ici. $\varphi(r)$, énergie d'interaction entre deux molécules non polaires, est le potentiel de Lennard-Jones

$$\varphi(r) = 4\varepsilon\left[\left(\frac{\sigma}{r}\right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r}\right)^{6}\right],$$

ε est l'énergie d'attraction maximum entre deux molécules, σ est la distance minimum entre deux molécules dont l'énergie cinétique relative est nulle lorsqu'elles sont très éloignées l'une de l'autre, v est le volume moyen occupé par une molécule au sein du liquide. La fonction F a été tabulée par Mayer et Montroll ([2]).

Appliquons le théorème de la moyenne, il vient

$$\int_0^\infty g(r)\, r^{-4}\, dr \approx \int_\sigma^\infty g(r)\, r^{-4}\, dr = \left[1 + \frac{4\sigma^3}{v} F\left(\frac{r_\alpha}{\sigma}, \frac{\varepsilon}{kT}\right)\right] \int_\sigma^\infty e^{-\frac{\varphi(r)}{kT}}\, r^{-4}\, dr$$

parce que les valeurs $r < \sigma$ ne contribuent que peu à l'intégrale. On développera alors l'exponentielle en série de puissances de $\varphi(r)/kT$. Posons $\rho = r/\sigma$, on a

$$\frac{T'_1}{T_1} = \left(\frac{d}{\sigma}\right)^3 \left(1 + \frac{4\sigma^3}{v} F\left(\rho_\alpha, \frac{\varepsilon}{kT}\right)\right)\left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!}\left(\frac{4\varepsilon}{kT}\right)^n \int_0^1 u^{2n}(1-u^2)^n\, du\right] \tag{6}$$

avec $1 < \rho_\alpha < 3$.

5. Dans un liquide, $4\sigma^3/v$ est de l'ordre de l'unité. $F(\rho_\alpha, \varepsilon/kT)$ est de l'ordre de 0,15 à 0,1 pour $\varepsilon/kT \geq 1$, puis décroît jusqu'à zéro lorsque ε/kT décroît à partir de l'unité. Voici les valeurs de ε/k et σ pour plusieurs liquides.

	$\frac{\varepsilon}{k}$.	σ.
Xe^{129}	221° K	4,1 Å
N_2^{15}	95	3,7
$C^{13}O$	100	3,6
F_2	112	3,6

Toutes ces valeurs montrent l'importance des erreurs commises en posant $g(r) = 1$ dans le calcul du temps T_1 de relaxation par translation. On voit sur (6) que T'_1/T_1 décroît assez rapidement lorsque la température T augmente à partir de la température de fusion.

Tous les résultats obtenus ici sont qualitativement valables pour les liquides polaires. Il serait particulièrement intéressant d'étudier des liquides comme Xe et ^{13}CO, dont les molécules ne comportent qu'un seul spin $I = 1/2$, et dans

lesquels le couplage intermoléculaire de translation constitue le seul mécanisme de relaxation nucléaire. Il serait également intéressant d'étudier des liquides comme ClH, où l'un des moments magnétiques (ici celui du proton) est grand devant les autres moments de la molécule (le moment de Cl dans l'exemple cité). He^3 liquide serait aussi intéressant, mais les effets quantiques y modifieraient la forme de $g(r)$.

(1) Dans un liquide non polaire seulement. Dans les liquides polaires, la fonction de distribution dépend en toute rigueur des angles.

(2) J. MAYER et E. MONTROLL, *J. Chem. Phys.*, 9, 1941, p. 626.

(Laboratoire de Radioélectricité et d'Électronique, avenue du Général-Leclerc, Fontenay-aux-Roses.)

RADIOACTIVITÉ. — *Le spectre β du* RaD. *Étude de la transition directe vers l'état fondamental du* RaE. Note (*) de MM. **JEAN TOUSSET** et **ANDRÉ MOUSSA**, présentée par M. Louis Leprince-Ringuet.

Étude au spectromètre à double focalisation du spectre β du RaD conduisant à l'état fondamental du RaE. La séparation des spectres du RaD et du RaE est faite en observant la croissance du RaE dans une source fraîchement séparée. Le spectre obtenu a une énergie maximum d'environ 61 keV et intervient dans 19 ± 4 % des désintégrations.

L'état fondamental du RaD étant du type 0^+, la transition β la plus importante conduit à un état excité 0^- du RaE. La transition β vers l'état fondamental du RaE (1^-) doit avoir une probabilité non négligeable, mais sa mise en évidence est difficile. W. Stanners et M. A. S. Ross (1) employant une méthode photographique ont obtenu une estimation de l'importance relative de ce spectre ($15,5 \pm 3,5$ % de toutes les désintégrations). Mais il est intéressant de l'étudier directement au spectromètre.

L'énergie maximum de ce spectre se situant vers 61-64 keV, cette étude ne peut se faire que dans trois régions bien déterminées :

1° entre 18 keV (limite extrême admise du spectre mou) et 25 keV environ (raie de conversion L_I : 30 keV);

2° entre les raies de conversion L_{III} et M, soit entre 34 et 40 keV;

3° après la raie 0 de conversion, soit entre 46 et 63 keV. Cette dernière région est celle qui présenterait en principe le plus d'avantages, l'effet dû aux pieds des raies n'existant pas, malheureusement les taux de comptage d'une bonne source, c'est-à-dire très mince, sont très bas.

Dans les trois régions, le spectre du RaE se superpose à celui que nous étudions. Grâce à une méthode de séparation particulièrement commode du RaE et du RaD, décrite ailleurs (2), il nous fut possible d'estimer le taux d'électrons provenant de chacun des spectres, en suivant en fonction du temps la croissance

du Ra E en deux points, l'un situé dans l'une des trois régions précitées, l'autre dans le spectre du Ra E pur; ce dernier point avait comme double but de déterminer l'instant origine de la séparation et servait de référence pour la normalisation des résultats des différentes sources. Les comptages s'étalaient sur un mois environ et avec tous les résultats obtenus au cours de ce temps, nous avons employé la méthode des moindres carrés, pour en extraire les valeurs désirées. La somme à minimiser s'écrit :

$$S = \Sigma[n_i - N_D - N_E(1 - e^{-\lambda_E(t_i - t_0)})]^2,$$

N_D et N_E étant les nombres d'électrons du Ra D et du Ra E que l'on compterait à l'équilibre radioactif, dans la tranche d'impulsion correspondant au taux de comptage n_i, au temps t_i.

Nous avons en posant $e^{-\lambda_E t_i} = b_i$ et en désignant par M le nombre de comptages :

$$N_E = e^{-\lambda_E t_0} \frac{M\Sigma b_i n_i - \Sigma b_i \Sigma n_i}{(\Sigma b_i)^2 - M\Sigma b_i^2} \quad \text{et} \quad N_D + N_E = \frac{\Sigma b_i \Sigma b_i n_i - \Sigma n_i \Sigma b_i^2}{(\Sigma b_i)^2 - M\Sigma b_i^2}.$$

Malgré son ampleur relative, cette méthode donne rapidement un résultat assez précis, ainsi qu'en témoigne le calcul d'erreurs mené conjointement. Nous donnons ici les résultats obtenus au spectromètre à double focalisation avec deux sources : l'une (A), assez active, de 4 mm de large, a permis l'étude d'un point du spectre situé à $B\rho = 760,5$ (48,54 keV). Ce point est situé suffisamment loin de la raie O, et donne pour le spectre étudié un taux de comptage encore acceptable. Le point de référence était à $B\rho = 936$ (71,98 keV).

Nous avons trouvé :

pour le point 71,98 keV : $N_E = 123,7 \pm 0,95$;

pour le point 48,54 keV : $N_E + N_D = 104,4 \pm 1$; $N_D = 14,9 \pm 4$.

L'autre source (B), plus large (6 mm) et moins active, servit à l'étude de trois points, en plus du point de référence :

1° l'un à 20,81 keV qui donne $N_D + N_E = 30,5 \pm 0,8$; $N_D = 20,6 \pm 3$;

2° un autre à 36,45 keV avec $N_D + N_E = 29,6 \pm 0,8$ et $N_D = 14,5 \pm 3$;

3° un troisième point à 49,99 keV : $N_D + N_E = 20 \pm 7$; $N_D = 2 \pm 3$.

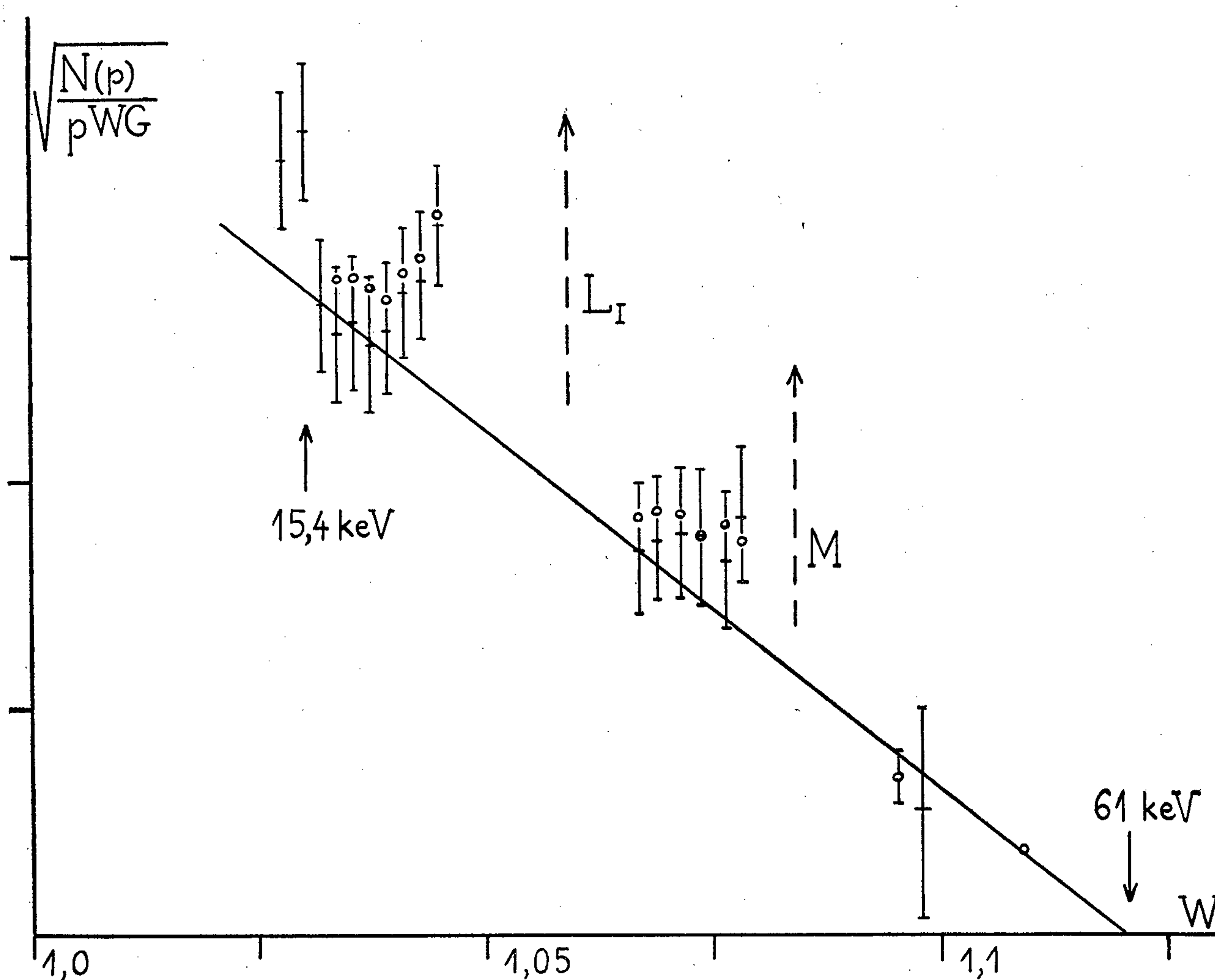
Le point de référence donnait : $N_E = 25,4 \pm 0,5$.

Les erreurs, en particulier sur N_D, ont vraisemblablement été forcées; les déterminations relatives aux points 20,81 et 36,45 keV par exemple, portent sur 52 comptages de 15 mn de moyenne.

Le spectre du Ra E, obtenu en étendant à la région de basse énergie la formule de Plassmann et Langer [3] donnant le facteur de forme C, est situé en dessous du spectre expérimental dans les trois régions étudiées, le point de référence étant situé vers 72 keV, mais il demeure dans la région des erreurs statistiques possibles.

Le spectre global a été ensuite déterminé point par point dans les trois

régions intéressantes, l'équilibre radioactif étant atteint. Nous possédons donc par soustraction des N(*p*) interpolés du RaE, les différents N(*p*) du spectre étudié, et nous pouvons tracer une droite de Kurie de ce spectre. La transition devant être 0^+ à 1^-, et celle du RaE étant 1^- à 0^+, les termes de l'élément de matrice ne doivent pas être très différents, aussi nous avons essayé de calculer le facteur de forme C' correspondant à cette transition à l'aide de la formule de Plassmann ([3]) malgré la grande différence de W_0. A cause précisément de cette différence, ce facteur varie très peu dans toute l'étendue du spectre, aussi nous négligeons sa variation et supposons le spectre de forme permise.



Le graphique montre l'emplacement des différents points. La montée rapide dans la première région est due vraisemblablement au pied de la raie L_I, malgré son éloignement. La solution active n'était malheureusement pas libre de porteurs (l'activité spécifique étant de l'ordre de 3 C/g).

La droite de Kurie tracée indique une énergie maximum de 61 keV; compte tenu de l'énergie (46 keV) de l'état excité, il en résulte une énergie de 15 keV pour le spectre mou. La remontée observée sur le diagramme vers 15,4 keV correspond sans doute au début du spectre Auger-L et masque le spectre mou.

De la droite ainsi tracée, nous déduisons l'allure du spectre que nous com-

parons au spectre correspondant du Ra E, calqué sur celui de Plassmann. Le rapport des aires trouvé est $0,19 \pm 0,04$. Le spectre ainsi étudié interviendrait donc dans 19 ± 4 % des désintégrations. C'est vraisemblablement une limite supérieure, le pied des raies L et M introduisant sans doute une erreur que nous n'avons pas évaluée.

(*) Séance du 28 octobre 1957.

(1) *Proc. Phys. Soc.* (London), **69** A, 1956, p. 836.

(2) J. Tousset et A. Moussa, *J. Phys. Rad.*, **18**, 1957, p. 284.

(3) E. A. Plassmann et L. M. Langer, *Phys. Rev.*, **96**, 1954, p. 1593.

CATALYSE. — *Effet de la dispersion du platine sur le support dans l'hydrogénolyse des hydrocarbures cyclopentaniques.* Note (*) de M. **François G. Gault**, présentée par M. Paul Pascal.

Le rapport des vitesses de coupures d'une liaison CH_2—CH tertiaire secondaire et d'une liaison CH_2—CH_2 bisecondaire augmente avec la dispersion du platine sur le support; au contraire, les vitesses de coupures de liaisons de même nature sont entre elles dans un rapport sensiblement constant. Des exemples de cet effet sont donnés sur le méthylcyclopentane et le diméthyl-1.3 cyclopentane.

Au cours de recherches sur l'hydrogénolyse des carbures cyclopentaniques (1), nous avons été amené à utiliser une série de catalyseurs platine sur alumine à diverses concentrations de platine (20 à 0,15 %) préparés selon Ipatieff (2).

Les hydrogénolyses ont été effectuées sur ces catalyseurs en phase gaz à l'autoclave à 250-350° C, sous une pression initiale d'hydrogène de 30 à 70 atm. Les carbures aliphatiques obtenus ont été analysés par chromatographie de gaz avec une précision de 1 à 3 %.

Chaque expérience a été reproduite plusieurs fois. On a vérifié que les catalyseurs utilisés et l'alumine pure n'ont aucun effet isomérisant sur les produits de la réaction dans les conditions des expériences.

Nous nous bornerons à l'étude de l'effet de la dispersion du platine sur la composition du catalysat, la température d'équilibre et la pression initiale d'hydrogène étant fixées dans les expériences décrites. Cet effet n'a jamais été signalé à notre connaissance.

Dans le cas du méthylcyclopentane, les expériences sont conduites à 315° C sous une pression initiale d'hydrogène de 30 atm. Les possibilités de coupures sont expliquées sur la figure 1; on constate :

1° que le rapport méthyl-2 pentane sur méthyl-3 pentane ($R_2 = \beta/\gamma$) est pratiquement indépendant de la dispersion du platine; il varie de 2 à 2,5 suivant les expériences.

Les vitesses de coupure de deux liaisons C—C bisecondaires sont donc

entre elles dans un rapport à peu près constant quelle que soit la dispersion du platine.

2° Au contraire, le rapport méthyl-3 pentane sur *n*-hexane ($R_1=\gamma/\alpha$) augmente considérablement avec la concentration du platine sur le support.

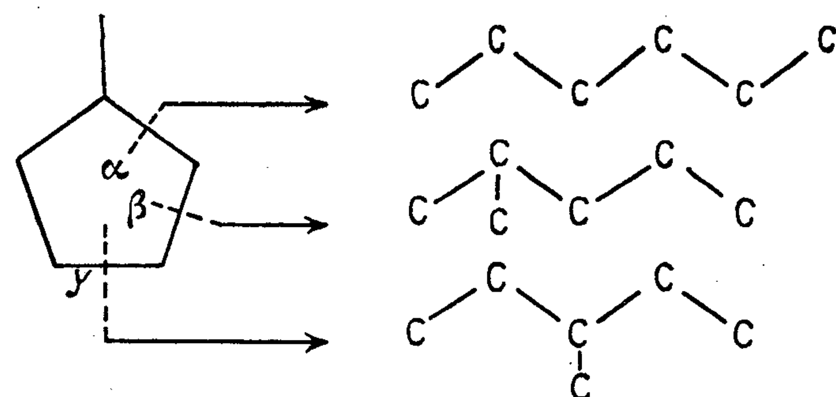


Fig. 1. — Coupure du méthylcyclopentane.

Le rapport des vitesses de coupures d'une liaison C—C bisecondaire et d'une liaison C—C tertiaire-secondaire augmente donc avec la concentration du platine sur le support.

Ce rapport tend vers une limite supérieure (voisine de 6) pour des catalyseurs à forte concentration, et vers une limite inférieure (voisine de 0,8) pour des catalyseurs très dispersés.

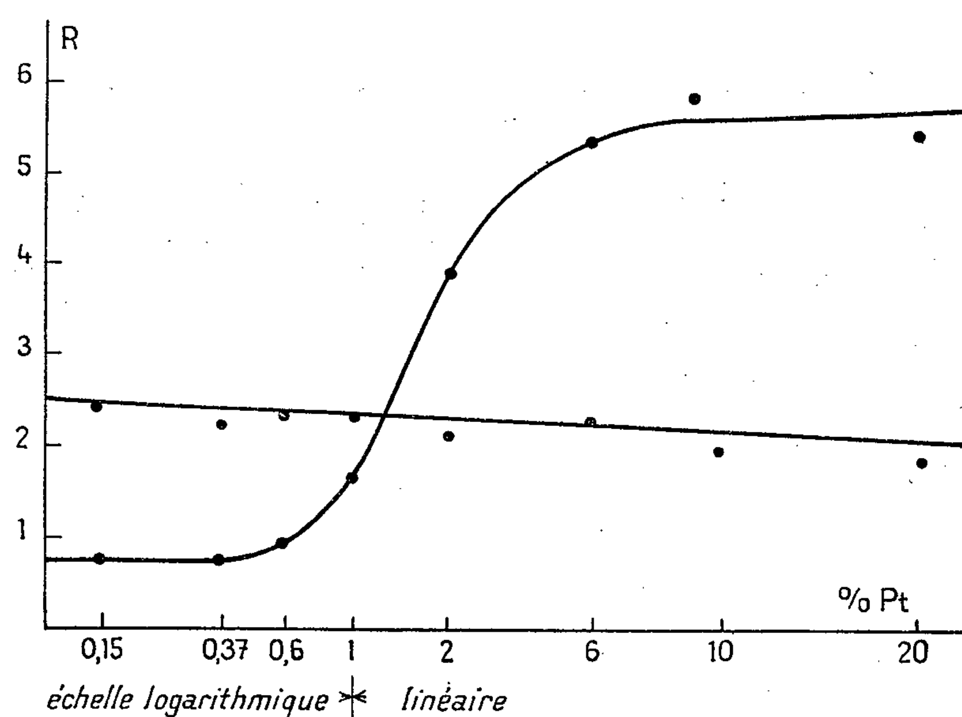


Fig. 2. — Rapports R_1 et R_2 pour le méthylcyclopentane.

Le tableau I indique les valeurs des rapports R_1 et R_2, représentées par ailleurs sur les courbes (*fig.* 2), en fonction de la concentration du platine sur le support.

A titre de comparaison, notons que Kazanskii [3] trouve 11 % de *n*-hexane et 22 % de méthyl-3 pentane dans les produits de l'hydrogénolyse du méthylcyclopentane à 270-310° sur platine-charbon (10 % Pt) sous 1 atm.

TABLEAU I.

Méthylcyclopentane.

Pt (%).	$R_1 = \frac{\gamma}{\alpha}$.	$R_2 = \frac{\beta}{\gamma}$.
20	5,5 ± 0,5	2 ± 0,15
10	6 ± 0,5	2,1 ± 0,15
6	5,5 ± 0,5	2,4 –
2	4 ± 0,3	2,2 –
1	1,72 ± 0,1	2,4 –
0,6	0,95 ± 0,05	2,4 –
0,37	0,76 ± 0,05	2,3 –
0,15	0,80 ± 0,05	2,5 –

Dans le cas du diméthyl-1.3 *cyclopentane*, les expériences sont conduites à 330-335° C, sous une pression initiale d'hydrogène de 30 atm. La figure 3 explique les diverses possibilités de coupures.

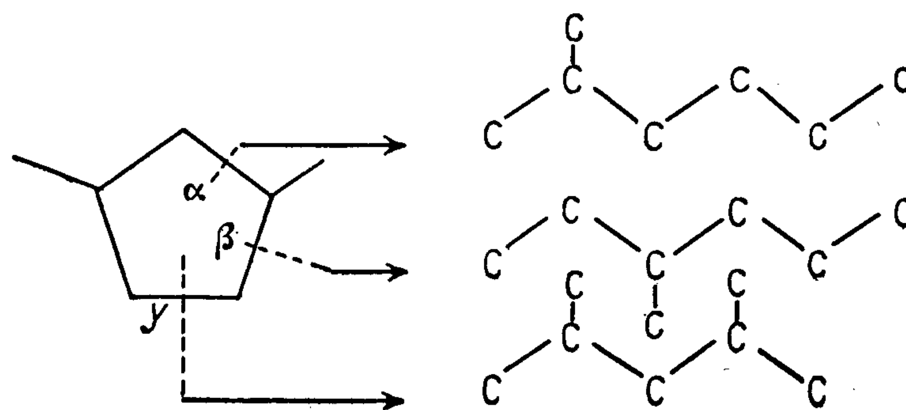


Fig. 3. — Coupure du diméthyl-1.3 cyclopentane.

On constate que le rapport diméthyl-2.4 pentane sur méthyl-2 hexane ($R_2 = \gamma/\alpha$) augmente de manière appréciable avec la concentration du platine, alors que le rapport méthyl-2 hexane sur méthyl-3 hexane ($R_1 = \alpha/\beta$) varie relativement peu (tableau II).

TABLEAU II.

Diméthylcyclopentane.

Pt (%).	$R_1 = \frac{\gamma}{\alpha}$.	$R_2 = \frac{\alpha}{\beta}$.
10	2,60	0,95
1	1,13	1,36
0,6	0,84	1,33
0,37	0,73	1,33

En conclusion, l'augmentation du pourcentage des produits de coupures des liaisons tertiaires-secondaires du cycle avec la dispersion du platine est une propriété extrêmement sensible des catalyseurs moyennement concentrés (0,6 à 2 % de platine) de notre série de catalyseurs.

Nous nous proposons d'utiliser cette méthode chimique pour étudier les

modifications de ces catalyseurs (traitement thermique, empoisonnement, etc.).

Une explication de l'effet de dispersion basée sur l'encombrement stérique dans la phase adsorbée et la dimension des cristallites de platine sera précisée dès que seront terminées ces études et des mesures physiques en cours.

Des propriétés distinctes (effet de pression, effet de température) des catalyseurs à forte concentration de platine (2 à 20 %) et à faible concentration de platine (0,15 à 0,6 %) seront décrites ultérieurement.

(*) Séance du 28 octobre 1957.

(1) J. E. GERMAIN et F. G. GAULT, *Communication au 16e Congrès de Chimie*, Paris, 1957, p. 22.

(2) PINES, OLBERG et IPATIEFF, *J. Amer. Chem. Soc.*, 70, 1948, p. 37.

(3) KAZANSKII et ROUMIANTSEVA, *Bull. Acad. Sc. U. R. S. S.*, n° 2, 1947, p. 183-190.

RADIOCHIMIE. — *Oxydation des ions ferreux en solution acide par les rayons α du polonium.* Note (*) de M. **MARC LEFORT**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Les rayons α du polonium oxydent les ions ferreux en solution aqueuse d'acide sulfurique avec un rendement G de $5,6 \pm 0,1$ en présence d'air et de $3,65 \pm 0,1$, en absence. Pour 2.10^{-5} M, le rendement est abaissé à 0,95 en absenced'air pour de forts débits. On déduit de ces résultats les rendements en radicaux combinés en eau oxygénée [$Gp(H_2O_2) = 1,35$] en radicaux OH restés libres [$G(OH) = 0,95$].

L'oxydation du sulfate ferreux en sulfate ferrique en solution aqueuse d'acide sulfurique est l'une des réactions induites par les rayonnements ionisants les plus connues. Son étude a été faite surtout pour les rayons γ et X, mais aussi pour les rayons β du tritium et les rayons α provenant de la réaction B (*n*, α) lorsqu'on irradie avec un flux de neutrons une solution contenant de l'acide borique. Allen et Schuler (1) ont irradié de leur côté, des solutions de sulfate ferreux avec des faisceaux de deutons et d'hélions accélérés au cyclotron, à des énergies variables, comprises entre 10 et 25 MeV. Ils ont montré que le rendement d'oxydation diminue régulièrement lorsque l'énergie des rayons baisse, c'est-à-dire quand la densité des radicaux produits le long des trajectoires, augmente.

Avec les rayons α du polonium (5,3 MeV), Miller (2), Haïssinsky et Anta (3), Mc Donnell et Hart (4), ont trouvé une valeur comprise entre 5,9 et 6,2 ions oxydés par 100 eV.

Nous avons repris cette détermination avec des solutions H_2SO_4 0,8 N de sulfate ferreux 5.10^{-3} M, très soigneusement purifiées par volatilisation. La solution chlorhydrique de polonium était ensuite évaporée à sec dans la cellule

même où l'on reprenait par la solution de sulfate ferreux et où l'on faisait les mesures spectrophotométriques des ions ferriques formés. On s'assurait que tout le polonium était dissous et on déterminait l'activité de la solution par plusieurs mesures.

La mesure des ions ferriques a été faite à 304 mμ dans des cellules de quartz de 1 cm et de 4 cm d'épaisseur. A 23° C, le coefficient d'extinction molaire est égal à 2 170 ± 10.

On a suivi de 5 en 5 mn l'oxydation produite par des quantités allant de 350 à 2 500 μC/cm³. Toutes les expériences ont donné une valeur de G égale à 5,6 ± 0,1 ions ferreux oxydés par 100 eV, nettement inférieure aux précédentes déterminations, mais plus en accord avec les résultats d'Allen et Schuler.

En absence d'air nous avons confirmé le rendement de 3,65 déjà trouvé en 1954 ([5]). Grâce à un dispositif nous permettant de faire des analyses de gaz toutes les heures, on a pu vérifier cette valeur par le rendement en hydrogène égal à G = 1,82 ± 0,05.

Le rapport $G_{Fe^{+++}air}/G_{Fe^{+++}vide}$ est donc égal à 5,6/3,65 = 1,53 et très inférieur à la valeur de 1,72 donnée jusqu'ici.

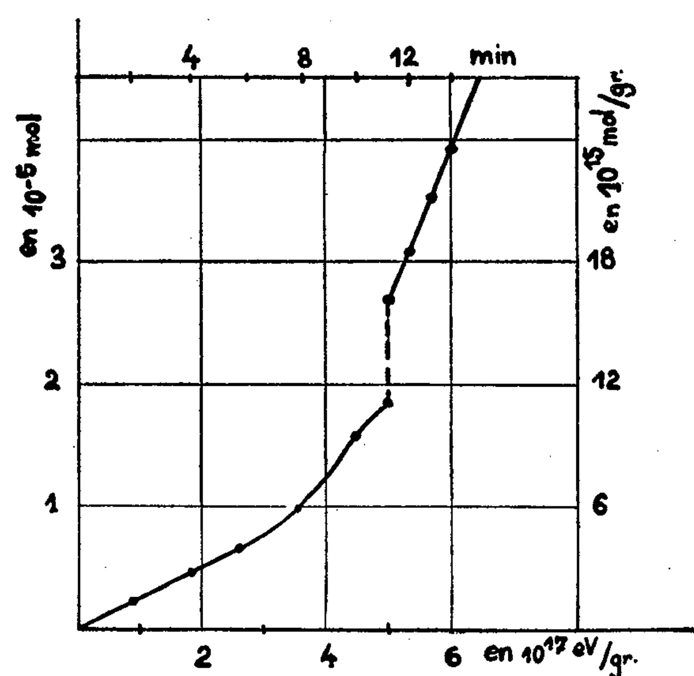
Influence de la concentration. Rendement primaire en H_2O_2. — On a pu montrer que le rendement diminue notablement, aussi bien en présence qu'en absence d'air, lorsque la concentration devient inférieure à 10^{-4} M. Il dépend alors du débit de dose absorbée, c'est-à-dire de l'intensité de la source de polonium utilisée. Cet effet est essentiellement dû à la lenteur de la réaction d'oxydation des ions ferreux par l'eau oxygénée lorsque la concentration en ions ferreux est faible, et il doit être rapproché des observations de Dainton et Sutton ([6]) sur les solutions diluées de sulfate ferreux irradiées aux rayons γ. Mais il est beaucoup plus important dans le cas des rayons α, comme on pouvait d'ailleurs le prévoir puisque la combinaison primaire des radicaux hydroxyles en H_2O_2 est alors favorisée par la grande concentration locale de ces radicaux.

La figure montre une courbe typique obtenue en présence d'air pour 2.10^{-5} M en Fe^{++} avec une source de polonium de 1 500 μC/cm³ qui a permis l'oxydation de la totalité des ions ferreux en quelques dizaines de minutes. Le rendement initial est d'environ 1,5. A la fin de l'expérience on a ajouté des ions ferreux de façon à obtenir une concentration de 8.10^{-5} M. Presque immédiatement on a observé l'oxydation de 10^{-5} M puis la réaction s'est poursuivie avec un nouveau rendement de 5,6 correspondant à l'oxydation à plus grandes concentrations.

Au contraire, la même solution de concentration 2.10^{-5} M est oxydée dès le début avec un rendement de 5,5, lorsque la concentration en polonium est faible (100 μC/cm³) et que la durée de l'expérience dépasse plusieurs heures.

Le même type de phénomène est encore plus marqué *en absence d'air*

puisque le rendement initial est égal à 0,95 aux fortes intensités. Cette valeur semble correspondre au rendement de formation des radicaux OH non combinés en H_2O_2, soit qu'ils soient suffisamment dispersés pour oxyder les ions ferreux (rayons δ), soit qu'ils agissent dans le volume associé à la trajec-



Oxydation par les rayons α d'une solution 2.10^{-5} M en sulfate ferreux.
Après 11 mn on ajoute une concentration 8.10^{-5} M en SO_4Fe.

toire, sur l'eau oxygénée déjà formée. Le radical HO_2 ainsi formé n'oxyde ensuite qu'un ion ferreux puisque la réaction $H_2O_2 + Fe^{++}$ est assez lente pour qu'on puisse négliger sa contribution pendant les premières minutes de l'irradiation.

On peut écrire alors très schématiquement, en distinguant $G_p(H_2O_2)$ rendement des radicaux OH combinés en eau oxygénée primaire, et G(OH), celui des radicaux restés libres et susceptibles de réagir soit sur Fe^{++}, soit sur H_2O_2 :

a. Concentrations supérieures à 10^{-4} M; H_2O_2 réagit rapidement avec Fe^{++} :

$$2G_p(H_2O_2) + G(OH) = 3,65,$$
$$2G_p(H_2O_2) + G(OH) + 3G(H) = 5,6.$$

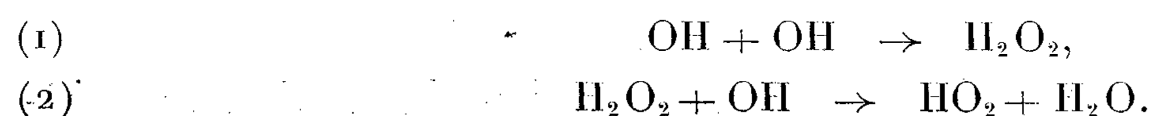
b. Concentrations faibles : H_2O_2 ne réagit pas immédiatement avec Fe^{++} :

$$G_{Fe}(\text{vide}) = G(OH) = 0,95,$$
$$G_{Fe}(\text{air}) = G(OH) + G(H) = 1,6.$$

On en déduit

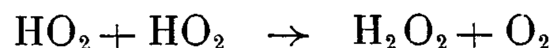
$$G(OH) = 0,95, \qquad G(H) = 0,65,$$
$$G_p(H_2O_2) = 1,35, \qquad G_p(H_2) = 1,5 \qquad \text{et} \qquad -G(H_2O) = 3,65.$$

La valeur de 1,35 trouvée pour $G_p(H_2O_2)$ varie probablement beaucoup plus d'un système à un autre que celle de $G_p(H_2)$. En effet pour chaque volume réactionnel associé à une trajectoire α, la grande concentration en radicaux OH conduit aux deux réactions



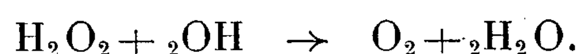
(1) $$OH + OH \rightarrow H_2O_2,$$
(2) $$H_2O_2 + OH \rightarrow HO_2 + H_2O.$$

Dans certains cas comme celui des solutions de sels cériques, l'eau oxygénée réagit suffisamment vite avec le corps dissous pour que la réaction (2) soit négligeable et tous les OH conduisent à H_2O_2. On obtient alors un rendement $G_p(H_2O_2)$ de 1,5 à 1,6. Au contraire pour l'eau pure la réaction (2) contribue à détruire localement l'eau oxygénée produite. Elle est suivie de



$$HO_2 + HO_2 \rightarrow H_2O_2 + O_2$$

et l'on peut écrire globalement



$$H_2O_2 + 2OH \rightarrow O_2 + 2H_2O.$$

En prenant les valeurs trouvées pour les solutions de sels ferreux, on obtient

Calcul du rendement.	$G_{H_2O_2} = G_p(H_2O_2) - \frac{1}{2}G(OH)$.	$G_{H_2} = G_p(H_2) + \frac{1}{2}G(H)$.	$G_{O_2} = \frac{1}{2}G(OH)$.
Valeurs théoriques.........	1,35 − 0,475 = 0,875	1,5 + 0,325 = 1,825	0,475
» expérimentales (5)...	0,9 ± 0,05	1,8 ± 0,1	0,42 ± 0,05

(*) Séance du 28 octobre 1957.

(1) *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 507.

(2) *Trans. Far. Soc.*, 50, 1954, p. 690.

(3) *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1161.

(4) *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 2121.

(5) M. Lefort, *J. Chim. Phys.*, 51, 1954, p. 351.

(6) *Trans. Far. Soc.*, 49, 1953, p. 1011.

CHIMIE CRISTALLOGRAPHIQUE. — *Structure et halochromie du bromure de triphénylméthyle*. Note (*) de Mlle **Cécile Stora**, présentée par M. Paul Pascal.

La grande difficulté de l'étude précise aux rayons X des halogénures de triphénylméthyle réside, d'une part dans leur extrême sensibilité à l'humidité de l'air qui les transforme instantanément en carbinol et, d'autre part, dans leur instabilité naturelle qui fait que même dans le sulfure de carbone les molécules libèrent lentement leur brome. Heureusement le bromure, moins instable que le chlorure et l'iodure, donne des cristaux assez gros pour ne pas être complètement altérés pendant le temps mis pour les transporter de leur solution mère dans un tube de Lindemann. Néanmoins, pour obtenir les taches de diffraction correspondant à tout l'espace réciproque, il a fallu opérer sur trois cristaux différents. La quantité de matière diffractante variant ainsi d'un diagramme à l'autre, avec le cristal et avec le temps, il ne pouvait être question de corriger les intensités des taches de diffraction des erreurs d'absorption, ce qui a conduit à des erreurs importantes sur les facteurs de structure observés, arrêtant ainsi la structure au stade du raffinement.

Deux études précédentes (1) avaient indiqué que, dans la maille rhomboé-

drique, les six molécules s'associent deux à deux par leurs atomes de brome sur chacun des trois axes ternaires pour former un édifice bimoléculaire centrosymétrique dont les deux triphénylméthyles sont tournés de 60° l'un par rapport à l'autre. La distance Br-Br prend la valeur anormale de 3,315 Å.

La structure a été poursuivie dans l'espace à trois dimensions en utilisant toutes les méthodes actuelles d'analyse cristalline : essais et erreurs, projections partielles et généralisées, séries différences, sections, etc. Un tel travail titanesque n'a été possible que grâce au photosommateur harmonique de G. von Eller ([2]) et à l'utilisation finale des machines électroniques, gracieusement mises à notre disposition par les Établissements Bull ([3]).

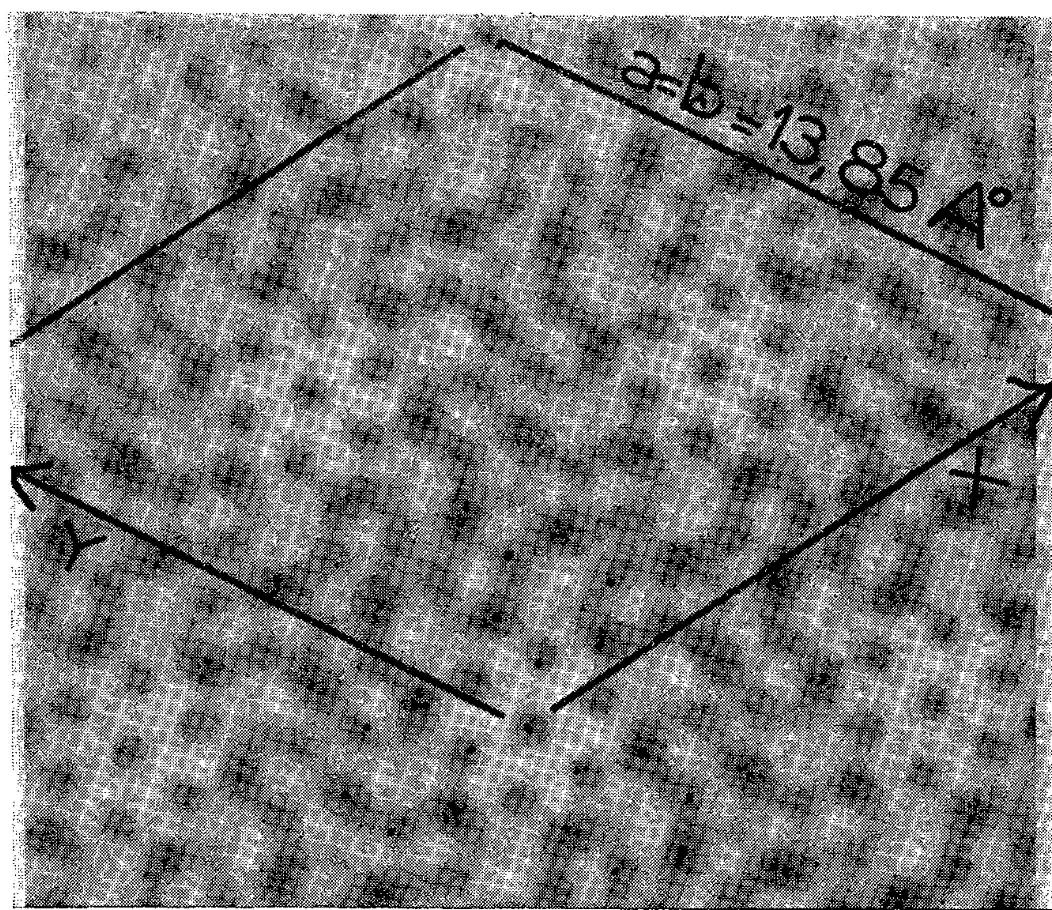


Fig. α

La figure α correspond à la projection de Fourier XYO dont les atomes de brome ont été enlevés. Tous les sommets visibles représentent les atomes de carbone, plus ou moins déformés, des résidus triphénylméthaniques. Il est clair que :

1° les résidus triphénylméthaniques de la maille sont deux à deux parallèles et, comme les deux premiers sur OZ sont centrosymétriques, il est vraisemblable que les deux autres le sont aussi deux à deux malgré l'inexistence d'un centre de symétrie sur les axes ternaires directs;

2° le carbone central des résidus triphénylméthaniques est bien tétraédrique, car, sur la projection, la distance du carbone central à l'atome en C_4 des phényles est bien plus courte que celle d'un triphényle plan et le raccourcissement correspond exactement à une inclinaison de 109° des phényles sur l'axe Cc — Br de la molécule;

3° le premier phényle de la molécule centrée sur OZ fait un angle de 47° avec l'axe OX;

4° les phényles sont en outre inclinés autour de leur axe $C_1 C_4$ d'un angle de 35 à 40° sur l'horizon. Ils sont donc disposés en ailettes autour de l'axe central Cc — Br de la molécule.

Les projections partielles entre de nombreuses cotes z et la méthode d'essais et d'erreurs appliquée principalement aux strates hk2 et hk6 presque indépendantes de la position des halogènes lesquels sont en position quasi spéciale dans la maille, ont permis d'établir :

a. que le résidu triphénylméthanique de la première molécule sur l'axe ternaire $x = 2/3$, $y = 1/3$, est parallèle à celui de la première molécule sur OZ, mais tandis que les phényles du deuxième résidu sont inclinés à gauche (observateur placé sur OZ avec OX à sa droite et OY à sa gauche), ceux du premier résidu sont au contraire inclinés à droite (*fig*. β : projection XOZ théorique);

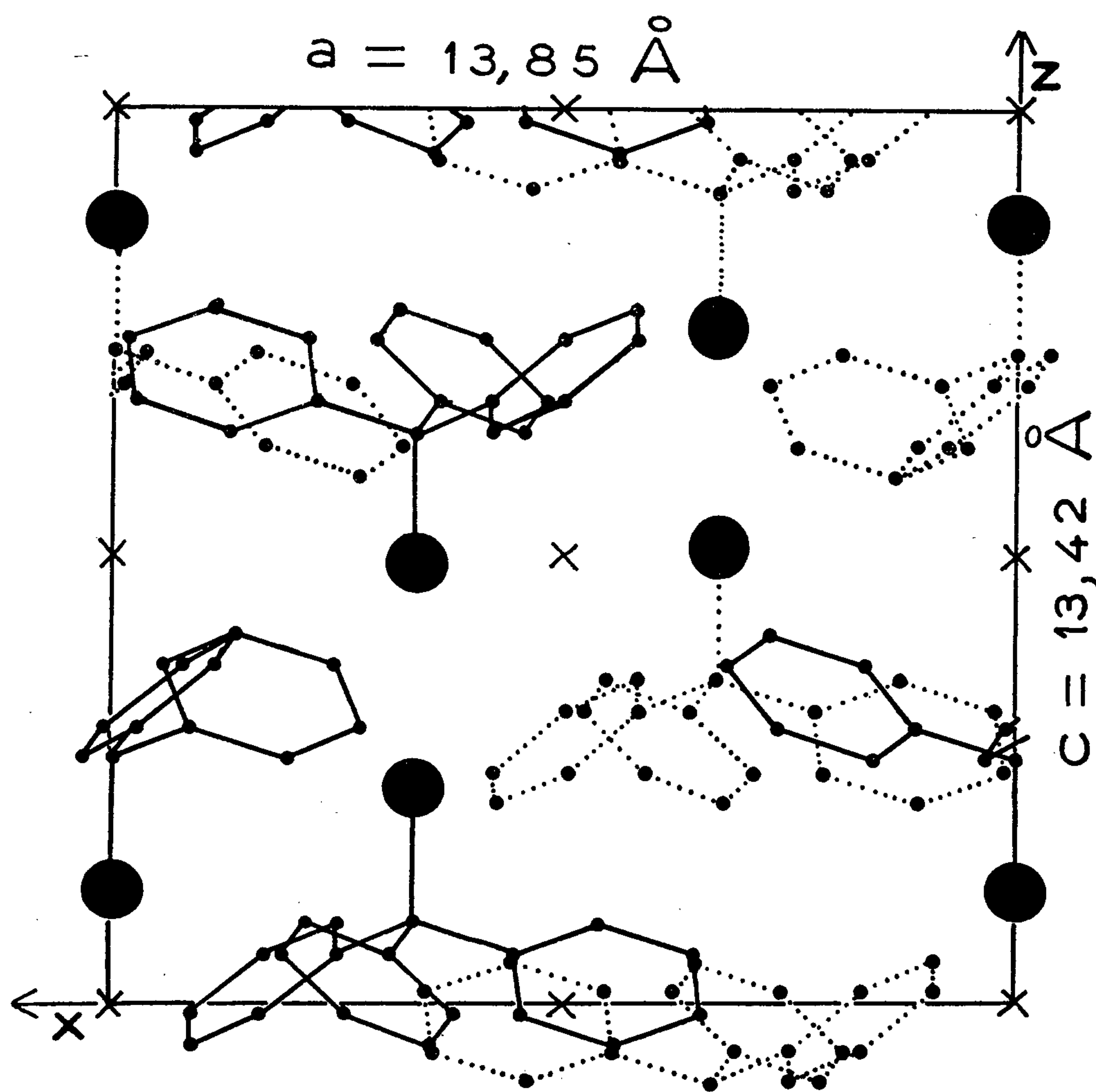


Fig. β

b. que les phényles se groupent par six au niveau de chaque paire d'atomes de brome vers laquelle ils tournent leur atome en C_4. Il résulte de l'inclinaison des phényles des diverses molécules, que les six phényles

entourant la paire d'halogènes sur l'axe ternaire direct $x = 2/3$, $y = 1/3$, sont inclinés à gauche, alors que les six phényles au niveau de la paire d'halogènes sur l'axe ternaire $x = 1/3$, $y = 2/3$ sont inclinés à droite. Par contre au niveau des deux halogènes sur l'axe inverse Oz, trois phényles sont inclinés à droite et les trois autres, à gauche.

Le calcul indique que les distances des deux halogènes d'une même paire aux atomes de carbone en C_4 des six phényles voisins prennent pour valeurs les plus faibles : 4,28 Å, 4,33 Å, 4,57 Å, 5,3 Å, etc. Ces valeurs sont déjà supérieures aux liaisons de Van der Waals, ce qui exclut toute possibilité de liaison (même hydrogène) entre les bromes, atomes de brome et les groupes C_4H environnants.

L'étude détaillée de la structure confirme donc [1] que parmi les théories contradictoires émises au sujet de la formation des sels colorés du triphényleméthane-carbinol avec les acides très forts, seules les théories du type Baeyer-Rumpf, fixant l'halogène sur le carbone central de la molécule, sont à retenir pour l'état cristallin. La théorie quinonique, qui admet la fixation de l'acide sur un seul des groupes phényles de la molécule, est à rejeter.

Toutefois, dans l'état cristallin, un fait demeure encore inexpliqué, c'est l'orientation des phényles de 6 molécules différentes par leur atome en C_4, vers la paire d'halogènes de deux autres molécules. Y aurait-il lieu d'invoquer une « affinité résiduelle » des deux halogènes pour les six atomes d'hydrogène voisins ?

(*) Séance du 21 octobre 1957.

(1) J. LANDAIS, *Bull. Soc. Chim.*, 20, 1953, p. 648; C. STORA, *Bull. Soc. Chim.*, 20, 1953, p. 1059.

(2) *Bull. Soc. Min.*, 78, 1955, p. 157-213.

(3) MM. les Ingénieurs Dreyfus et Lescot ont dirigé l'exécution de ces calculs.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur une nouvelle variété non stœchiométrique de bioxyde de plomb.* Note (*) de MM. **Raymond Weiss** et **René Faivre**, présentée par M. Georges Chaudron.

Les auteurs ont mis au point la préparation d'une nouvelle forme de bioxyde de plomb dont ils ont établi partiellement la structure. Cet oxyde non stœchiométrique dérive du composé idéal PbO_2 par soustraction simultanée de quatre atomes d'oxygène et d'un atome de plomb.

En 1949, Th. Katz et l'un d'entre nous [1] ont montré que l'attaque des oxydes de plomb pseudocubiques non stœchiométriques $PbO_n (1,33 \leq n \leq 1,57)$ [1], [2], [3] par l'acide acétique bouillant laisse un résidu formé d'un nouvel oxyde auquel ils ont attribué la formule de composition $PbO_{1,87_5}$. Établissant un parallèle avec le minium Pb_3O_4, qui, attaqué par l'acide acétique donne

le bioxyde quadratique classique, Katz considérait ce nouvel oxyde comme « l'anhydride » des oxydes pseudocubiques. Dans la présente Note, nous précisons les conditions de préparation de cet oxyde, nous étudions sa structure et nous montrons qu'il faut le considérer comme un composé non stœchiométrique dérivant par lacunes simultanées d'oxygène et de plomb d'une seconde variété de bioxyde de plomb.

Pour obtenir ce nouvel oxyde exempt d'oxyde puce normal, nous attaquons l'oxyde pseudocubique PbO_n, soit par l'acide nitrique dilué, soit par un mélange d'acide acétique et d'anhydride acétique. La présence d'anhydride acétique permet d'éviter une réaction secondaire d'hydrolyse de l'acétate de plomb tétravalent qui produirait le bioxyde quadratique normal.

Le dosage d'oxygène effectué par la méthode de Bunsen ([1]), ([2]), attribue à cet oxyde une composition qui varie entre $PbO_{1,85}$ et $PbO_{1,87}$ (préparation par le mélange acétique) et $PbO_{1,92}$ (préparation par attaque nitrique). L'interprétation des clichés de Debye-Scherrer à raies très fines que nous avons obtenus à l'aide d'une chambre de Guinier-Seemann-Bohlin de 100 mm de diamètre démontre que cet oxyde est orthorhombique et possède une maille définie par les valeurs suivantes des paramètres cristallins : $a = 4,97_7$ Å + 0,005, $b = 5,94_8$ Å $\pm$ 0,005, $c = 5,44_4$ Å $\pm$ 0,005 (unités Angströms absolus, rayonnement K_{α_1} du cuivre, $\lambda = 1,5405$ Å). Entre $n = 1,85$ et $n = 1,92$, ces paramètres sont pratiquement indépendants de la composition n; volume de la maille : $U = 161,2(\text{Å})^3 \pm 0,5$. La densité macroscopique D_m pour la composition $n = 1,92$ est $D_m = 9,40 \pm 0,03$. Le nombre de groupes PbO_2 par maille est $Z = UN/m = 3,84$: m, masse du groupe PbO_2, 239,2 g; N, nombre d'Avogadro : $6,06.10^{23}$.

Le composé idéal dont dérive la structure contient donc quatre groupes PbO_2 par maille et posséderait la densité $D_X = 9,80 \pm 0,03$ si l'on suppose que les paramètres a, b, c, sont pratiquement indépendants de la composition, ce qui est parfaitement vérifié expérimentalement entre les compositions $n = 1,85$ et $n = 1,92$. La densité macroscopique D_m varie linéairement en fonction de la composition dans le domaine de composition $1,85 \leq n \leq 1,92$ qui correspond aux oxydes effectivement préparés (*fig.* 1). L'extrapolation linéaire jusqu'à la composition $n = 2(PbO_2)$ donne $D_m = 9,83 \pm 0,03$, valeur qui concorde avec la valeur $D_X = 9,80 \pm 0,03$ de la densité submicroscopique aux erreurs d'expérience près. Cet accord est un argument en faveur de l'idée que les oxydes non stœchiométriques étudiés dérivent de la stucture idéale d'une seconde variété de bioxyde de plomb.

L'interprétation des extinctions spécifiques $(0kl)$ pour k impair, $(h0l)$ pour l impair et $(hk0)$ pour $h+k$ impair établit le groupe spatial $Pbcn = D_{2h}^{14}$ qui définit huit homologues d'un point occupant la position la plus générale. Les quatre atomes de plomb $(Z = 4)$ occupent une position particulière qui pourrait être la position $4a$, $4b$ ou $4c$ définie dans les *International Tables*

for X Ray Crystallography. Cependant les extinctions particulières (hkl) telles que $h+k$ soit impaire assignent aux atomes de plomb les positions $4c$ soit : $0y1/4$, $0y3/4$, $1/2\ 1/2+y\ 1/4$, $1/2\ 1/2-y\ 3/4$. Les interférences (102) et (121) correspondant à de faibles angles de diffraction, très faibles même sur les clichés surexposés, font exception à cette règle ; elles sont dues à la diffraction par les atomes d'oxygène.

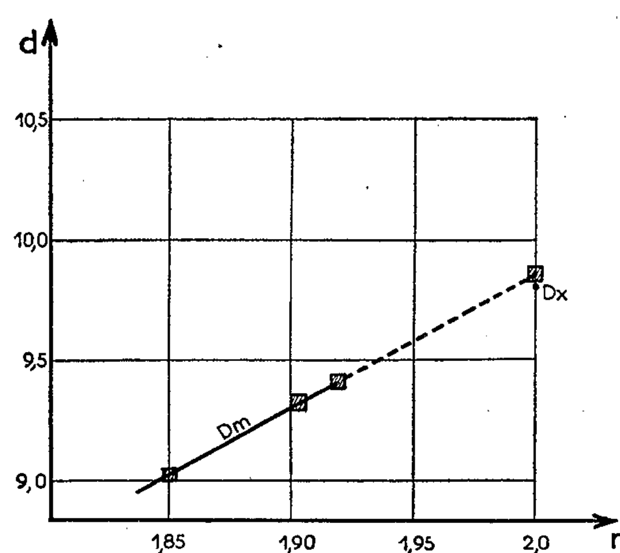


Fig. 1.

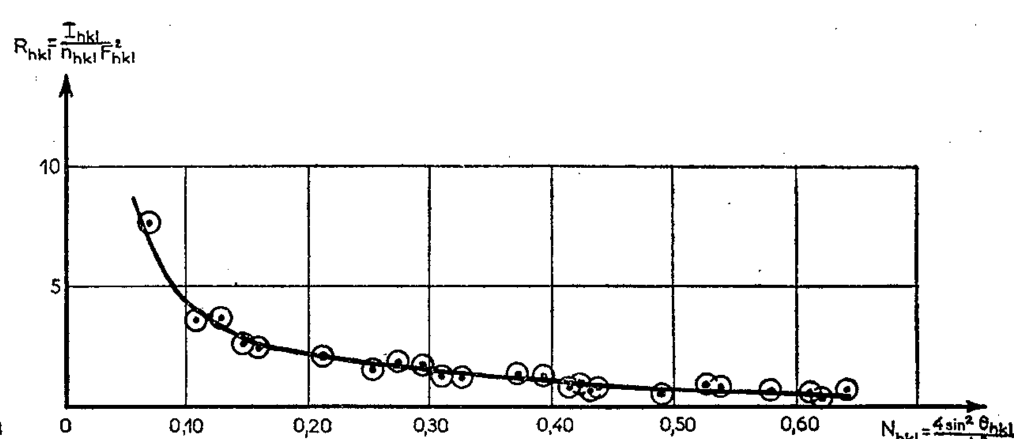


Fig. 2.

Fig. 1. — Loi des variations de la densité macroscopique D_m en fonction de la composition n dans le bioxyde de plomb orthorhombique non stœchiométrique. Extrapolation à la composition $n = 2$ (PbO_2).

Fig. 2. — Vérification de la valeur $y = 0,18$ du paramètre unique y définissant la position des atomes de plomb à partir des mesures d'intensité relative effectuées sur les clichés de Debye-Scherrer.

Le paramètre unique y définissant la position des atomes de plomb est déterminé à l'aide de mesures d'intensités relatives en supposant négligeable la part de l'oxygène dans la diffraction. Pour cela nous exprimons les facteurs d'intensité F^2_{hkl} relatifs aux plombs en fonction de y et nous formons les

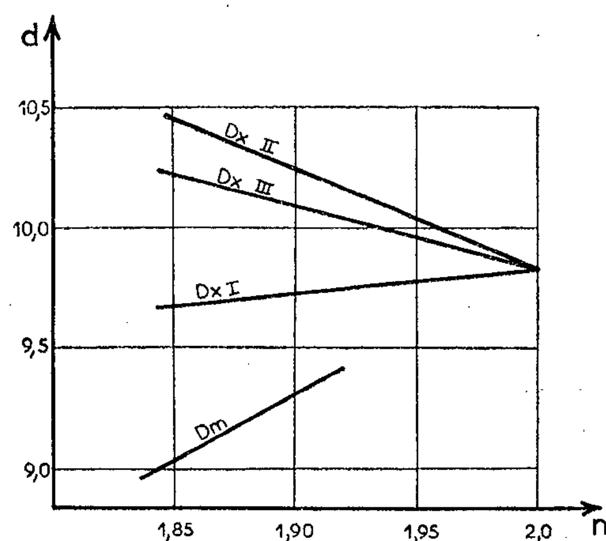


Fig. 3. — Comparaison de la loi expérimentale des variations de la densité macroscopique D_m du bioxyde de plomb non stœchiométrique en fonction de sa composition n, aux lois des variations de la densité submicroscopique D_x, calculée dans l'hypothèse des lacunes d'oxygène, (I), de l'insertion d'atomes de plomb (II) et de la substitution d'atomes d'oxygène par des atomes de plomb (III).

rapports $R_{hkl} = I_{hkl}/n_{hkl} F^2_{hkl}$ [I_{hkl}, intensité relative de la raie (hkl) ; n_{hkl}, facteur de multiplicité]. Les points de coordonnées R_{hkl}, $N_{hkl} = 4 \sin^2 \theta_{hkl}/\lambda^2$ se placent sur une courbe continue (*fig.* 2) pour la valeur unique de y, $y = 0,18$. Nous n'avons pas placé les atomes d'oxygène.

La figure 3 permet de comparer les variations de la densité mascroscopique D_m en fonction de la composition n à celles de la densité submicroscopique D_x, mesurée à l'aide des rayons X, dans les trois hypothèses classiques suivantes : la phase non stœchiométrique dérive du réseau idéal de PbO_2 ($D_x = 9{,}80$) par lacunes d'oxygène (*fig.* 3, I), insertion de plomb (*fig.* 3, II) ou substitution de plomb à l'oxygène. Aucune de ces hypothèses n'explique la pente positive élevée de la courbe des variations de la densité macroscopique. Il faut admettre, pour justifier cette pente, que le réseau de l'oxyde non stœchiométrique possède à la fois des lacunes de plomb et des lacunes d'oxygène à raison d'une lacune de plomb pour quatre lacunes d'oxygène.

Cette nouvelle variété de bioxyde de plomb dont nous avons mis en évidence le caractère non stœchiométrique a été signalée par des auteurs russes [1953, (4)] qui l'ont obtenue, par électrolyse, mélangée d'oxyde puce normal, et des auteurs allemands [1956, (5)] qui l'ont préparée, souillée d'une « troisième forme, amorphe, de bioxyde de plomb » par compression ou par refroidissement de l'oxyde quadratique normal.

(*) Séance du 21 octobre 1957.

(1) Katz et Faivre, *Coll. Intern. des Réactions dans l'état solide*, Paris, 1948; *Bull. Soc. Chim. Fr.*, nos 3-4, 1949, p. 124-127; Katz, *Ann. Chim.*, 12e série, 5, 1950, p. 6.

(2) Holtermann et Laffitte, *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 1813.

(3) Siramy, Katz et Faivre, *Comptes rendus*, **227**, 1948, p. 282.

(4) Saslavskj et Tolkachev, *Sce. Khim. Nauk.*, no **12**, 1953; Saslavskj, Kondrasov et Tolkachev, *Loke Aka. Nauk. S. S. S. R.*, 75, 1950, p. 559.

(5) Bode et Voss, *Ang. Chem. Dtsch.*, no **15**, 1956, p. 68.

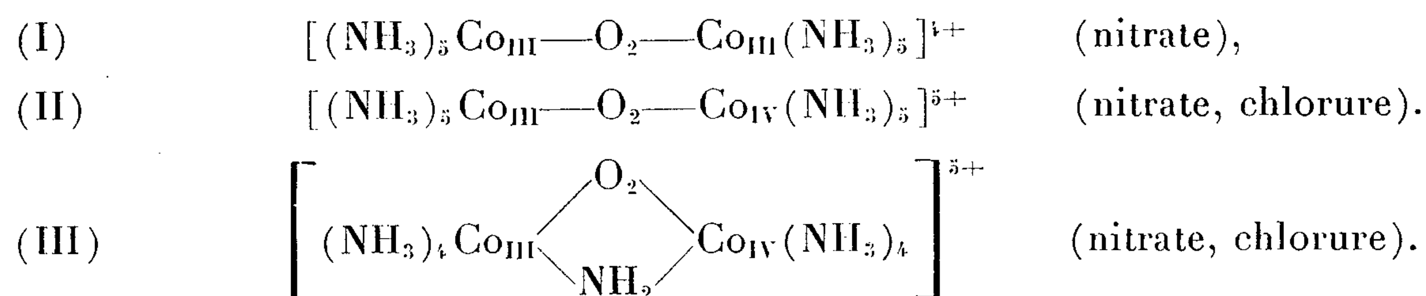
CHIMIE MINÉRALE. — *Sur quelques complexes peroxydés du cobalt.*

Note (*) de M. **Jean-Pierre Servaud**, présentée par M. Louis Hackspill.

La stabilité en solution des complexes dicobalt-III-μ-peroxodécammine, colbalt-III-cobalt-IV-μ-peroxodécammine, cobalt-III-cobalt-IV-μ-aminoperoxodécammine a été étudiée ainsi que leurs produits de décomposition. On a déduit des spectres d'absorption des renseignements sur la nature des liaisons peroxo dans les différents cas.

La molécule d'oxygène est susceptible de servir de « pont » entre deux atomes de cobalt, formant ainsi un complexe polynucléaire.

Certains sels des complexes suivants ont été étudiés :



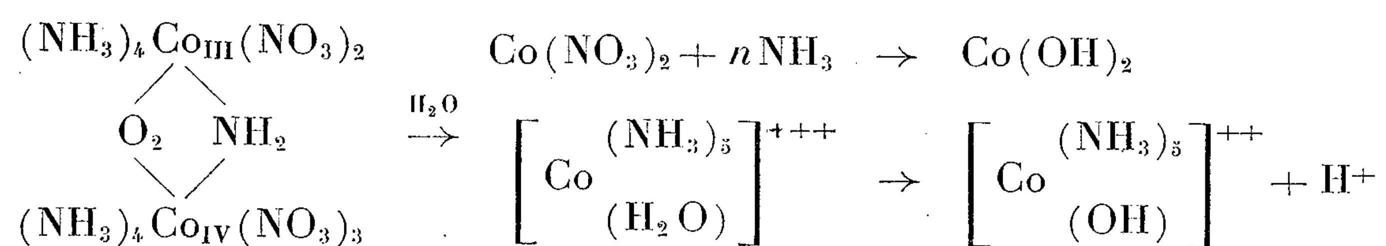
(I) $[(NH_3)_5Co_{III}—O_2—Co_{III}(NH_3)_5]^{4+}$ (nitrate),

(II) $[(NH_3)_5Co_{III}—O_2—Co_{IV}(NH_3)_5]^{5+}$ (nitrate, chlorure).

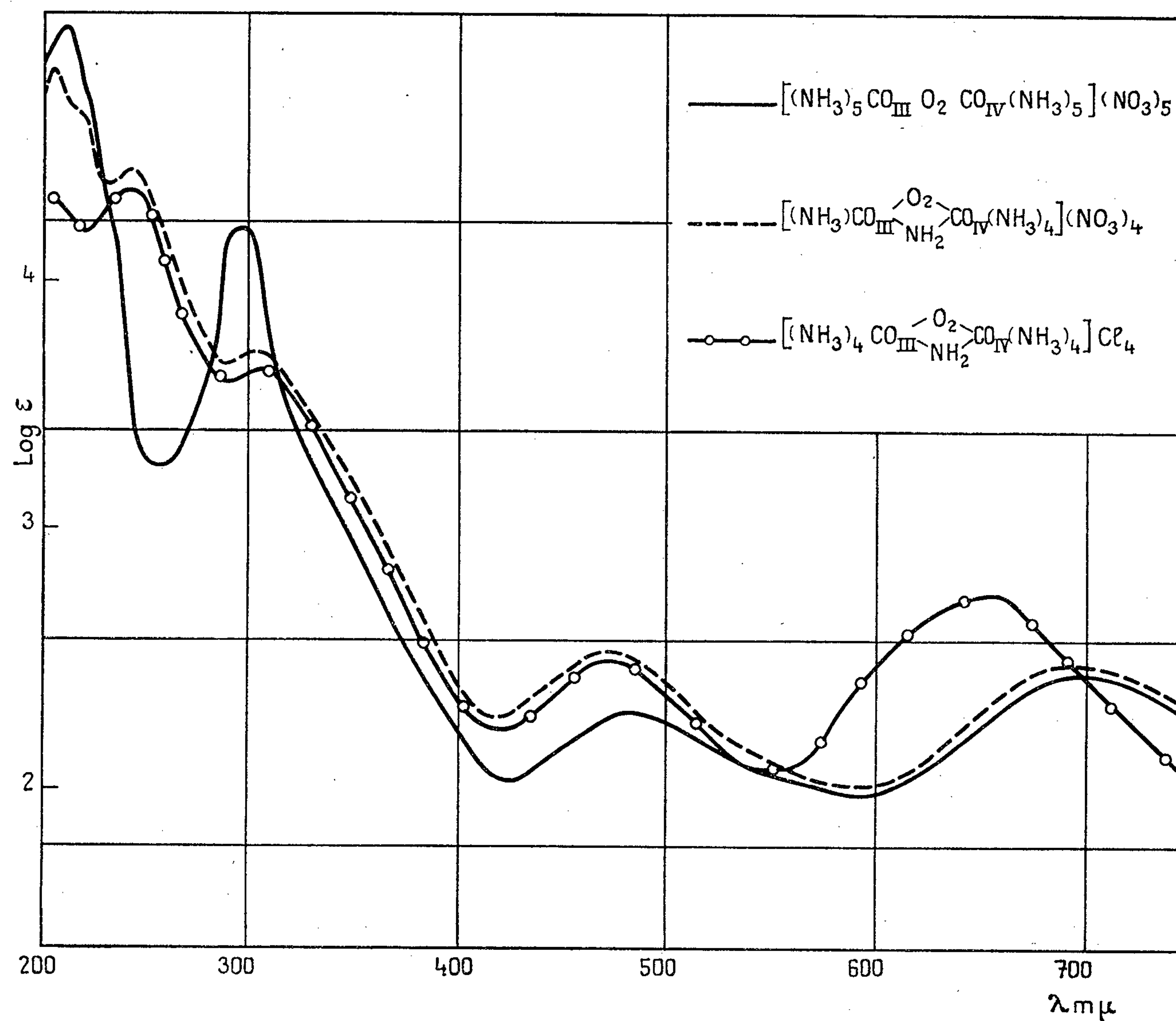
(III) $\left[(NH_3)_4Co_{III}\begin{smallmatrix} O_2 \\ NH_2 \end{smallmatrix}Co_{IV}(NH_3)_4\right]^{5+}$ (nitrate, chlorure).

En solution aqueuse neutre à l'origine, ces sels sont extrêmement instables. Le pH des solutions s'élève rapidement à la valeur 9,3 puis, plus lentement, pour atteindre la valeur de 9,5 de façon asymptotique.

La concentration initiale n'influe pas sur le pH final. La valeur de celui-ci est attribuable à la présence d'hydroxyde de cobalt colloïdal. C'est ainsi que la décomposition du complexe (III) par exemple, peut être ainsi schématisée :



La présence de l'ion cobaltihydroxopentammine a été mise en évidence par voie spectrophotométrique après séparation de l'hydroxyde de cobalt floculé.



Par contre, dans le cas des complexes pentavalents, le pH de départ présente une influence nette. Il est possible de trouver une zone à l'intérieur de laquelle les solutions sont stables, zone dont les limites sont approximativement pH 3

et 1,5 : la lumière, en particulier, accélère la décomposition. Mais le premier complexe (I), tétravalent, est instable à tous les pH.

Ainsi, les spectres d'absorption ont pu être déterminés pour le premier cation (I) (entre 600 et 800 mμ) sur la poudre en raison de son instabilité, pour les autres sur la solution stabilisée (pH 3 à 1,5), après qu'il eût été vérifié que le pH restait sans influence sur la position des bandes.

Les courbes de Log ε en fonction de la longueur d'onde ont l'allure donnée par la figure 1.

Remarquons la présence vers 295 mμ de bandes qui semblent caractériser les complexes polynucléaires.

Des bandes situées vers 650 mμ pour les sels μ-peroxo, 700 mμ pour les sels μ-aminoperoxo n'ont été trouvées sur les solutions, que pour des cations pentavalents peroxydés.

Ces bandes intéressent sans aucun doute le spectre électronique et probablement la liaison peroxo.

Or, deux des cations étudiés présentent la même formule chimique mais l'un, l'oxycobaltiate (I) est tétravalent tandis que l'autre (II) est pentavalent.

Suivant que l'on trouvera ou non une bande vers 700 mμ dans le spectre du premier on pourra en déduire que les liaisons peroxo sont, dans les deux cations, identiques ou différentes.

L'expérience a montré que l'absorption de l'oxycobaltiate décroît uniformément dans cette région. Ses sels sont diamagnétiques et l'oxygène est probablement lié par des liaisons de coordinence aux atomes métalliques.

La nature des liaisons peroxydiques est donc différente dans les complexes (I) et (II), et la plus grande instabilité du premier semble confirmer pour le second — comme l'a proposé Malatesta [1] — un état « mésomère » qui, de par la résonance, confère à l'état réel une énergie supérieure à celle des formes limites.

(*) Séance du 21 octobre 1957.

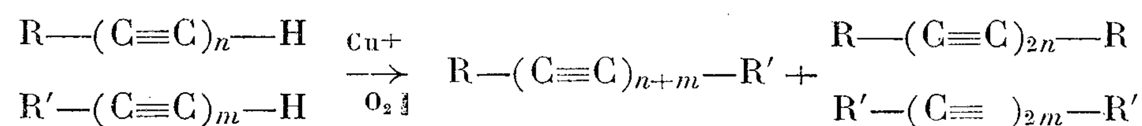
(1) *Gazz. Chim. Ital.*, 72, 1942, p. 291.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèse de substances polyacétyléniques naturelles et de corps apparentés.* Note de MM. **Jean Meier, Wladyslaw Chodkiewicz, Paul Cadiot** et **Antoine Willemart**, présentée par M. Charles Dufraisse.

Une méthode générale, récemment décrite, de préparation de composés polyacétyléniques est appliquée à l'obtention de substances polyacétyléniques naturelles et de corps apparentés. L'activité antimicrobienne de certains de ces produits a été éprouvée.

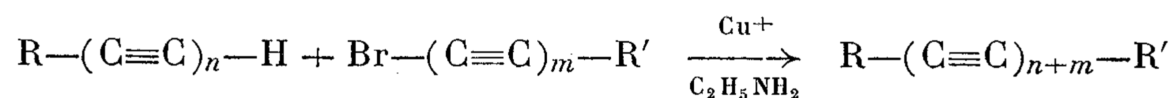
La plupart des substances polyacétyléniques naturelles ont déjà été préparées par synthèse [1], [2], [3] en utilisant une méthode décrite par Glaser [4],

qui consiste en une oxydation duplicative de deux composés acétyléniques vrais en présence de sels cuivreux :



Quand les deux acétyléniques mis en œuvre sont différents on obtient en même temps que le produit polyacétylénique dissymétrique recherché les deux symétriques possibles. Une analyse chromatographique est généralement nécessaire pour séparer ces trois composés. On conçoit dans ces conditions que les rendements finaux ne soient pas très élevés : au maximum de l'ordre de 30 %, parfois inférieurs à 5 %.

Nous avons utilisé, pour la synthèse de ces substances la méthode très générale de W. Chodkiewicz et P. Cadiot (5), (6) récemment décrite qui consiste à faire une double décomposition entre un composé acétylénique vrai et un bromo-1 acétylénique en présence d'une petite quantité d'ions cuivreux et d'un excès d'éthylamine :



les polyacétyléniques sont alors obtenus avec d'excellents rendements : 75 à 95 % généralement. Nous avons ainsi fait la synthèse des substances suivantes rencontrées dans certaines espèces de composées, ou bien de structures apparentées, synthèses dont certaines avaient déjà été réalisées (1), (2), (3), mais dans des conditions bien plus laborieuses.

		Rdt (%).	F (° C).
I.	$CH_3—CH_2—CH_2—C{\equiv}C—C{\equiv}C—CH{=}CH—CH_2OH$	84	39
II.	$CH_3—CH_2—CH_2—C{\equiv}C—C{\equiv}C—CH{=}CH—CO_2H$	82	122
III.	$CH_3—C{\equiv}C—C{\equiv}C—C{\equiv}C—CH{=}CH—CH_2OH$	95	129
IV.	$CH_3—C{\equiv}C—C{\equiv}C—C{\equiv}C—CH{=}CH—CO_2H$	88	240 déc.
V.	$CH_3—C{\equiv}C—C{\equiv}C—C{\equiv}C—CH_2—CH_2—CH_2OH$	89	70
VI.	$CH_3—C{\equiv}C—C{\equiv}C—C{\equiv}C—CH_2—CH_2—CO_2H$	86	177
VII.	$C_6H_5—C{\equiv}C—C{\equiv}C—CH{=}CH—CH_2OH$	70	71
VIII.	$C_6H_5—C{\equiv}C—C{\equiv}C—CH{=}CH—CO_2H$	74	180
IX.	$C_6H_5—C{\equiv}C—C{\equiv}C—C{\equiv}C—CH_3$	91	57

Certaines substances polyacétyléniques naturelles d'origine fongique possèdent une activité antimicrobienne nette, il nous a paru intéressant de déterminer l'activité antibiotique des composés précédents : seul de la série, l'acide phényl-7 heptène-2 diyne-4,6 oïque VIII a manifesté une certaine activité : 20 μg/ml sur le *Bacillus subtilis*.

Ce résultat nous a conduits, en vue de l'étude de leur activité, à faire la synthèse de composés voisins de cet acide VIII, en remplaçant son groupe

phényle par les radicaux divers suivants :

	X.	XI.	XII.	XIII.	XIV.
	(cyclohexane)—OH	(cyclopentane)—OH	$(C_6H_5)_2C(OH)$—	$p.NO_2—C_6H_4$—	$O{=}C(H_2N)$—
Rdt (%)...	72	75	82	30	92
F (° C).....	174	149	166	256 déc.	200 déc. ([7])

ou en augmentant l'insaturation de la chaîne :

		Rdt (%).
XV.	C_6H_5——C≡C—C≡C—C≡C—CH=CH—CO_2H..........	20
XVI.	$(C_6H_5)_2C(OH)$—C≡C—C≡C—C≡C—CH=CH—CO_2H..........	95

De tous ces composés seul l'acide XVI s'est révélé plus actif : 3 μg/ml sur le *Bacillus subtilis* souche ATCC 6 633. Sur le *Staphylococcus aureus* souche Oxford IP 43, il est actif à 7 μg/ml.

(1) N. A. SÖRENSEN et coll., *Acta Chem. Scand.*, **4**, 1950, p. 850, 1080, 1567, 1575; **5**, 1951, p. 1244; **6**, 1952, p. 602, 883, 893; **7**, 1953, p. 1375, 1388; **8**, 1954, p. 26, 34, 280, 284, 1741, 1757, 1763, 1769.

(2) F. BOHLMAN, *Angew. Chem.*, **67**, 1955, p. 389.

(3) BU LOC'K, *Quat. Rew.*, **10**, 1956, p. 371.

(4) *Ber. Chem. Gesells.*, 1869, p. 422.

(5) *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 1055.

(6) W. CHODKIEWICZ, *Thèse*, Paris, 1957 (sous presse aux *Annales de Chimie*).

(7) M. C. WHITING et coll., *Chem. and Ind.*, 1954, p. 990.

RADIOCRISTALLOGRAPHIE. — *Sur quelques arséniates des terres rares à structure zircon.* Note de MM. **ANDRÉ DURIF** et **FRANCIS FORRAT**, présentée par M. Charles Mauguin.

On décrit cinq arséniates des terres rares isomorphes du zircon en précisant le domaine d'existence des arséniates de terres rares à structure zircon. Ce domaine est plus limité que dans le cas des vanadates. Une nouvelle détermination de la maille de l'arséniate d'yttrium est donnée.

En dehors de l'arséniate de bismuth : $AsBiO_4$ du type scheelite (Mooney, 1948) et de l'arséniate d'yttrium : $AsYO_4$ du type zircon (Strada et Schwendimann, 1934) on connaît peu de composés du type $AsXO_4$ où X est un métal trivalent de grand rayon ionique.

Nous avons préparé six composés de ce type avec X = Yb, Er, Dy, Gd, Sm et Nd. La méthode de préparation consiste à précipiter l'arséniate en partant d'une solution neutre du nitrate de la terre rare dans laquelle

on verse une solution diluée d'arséniate de soude. Le précipité obtenu est calciné longuement à des températures variables de 650 à 850° suivant son état de cristallisation. Les diagrammes Debye-Scherrer de ces composés montrent que les arséniates d'ytterbium, d'erbium, de dysprosium, de gadolinium et de samarium cristallisent dans le type zircon

Groupe d'espace D_{19}^{4h}—I4/amd, Z = 4, avec 4 As en 4(*b*), 4 X en 4(*a*), 16 O en 16 (*h*).

L'arséniate de néodyme n'appartient pas à ce type de structure.

Le tableau rassemble les caractéristiques cristallographiques des cinq composés du type zircon.

Formule.	*c*.	*a*.	$\frac{c}{a}$.	Densité calculée (gm/cm³).	Volume moléculaire (Å³).
AsO_4Sm	6,40	7,20	0,89	5,77	82,8
AsO_4Gd	6,34	7,14	0,89	6,05	80,7
AsO_4Dy	$6,31_5$	7,09	0,89	6,26	79,4
AsO_4Er	6,30	$7,04_5$	0,89	6,47	78,1
AsO_4Yb	6,24	6,99	0,89	6,75	76,2

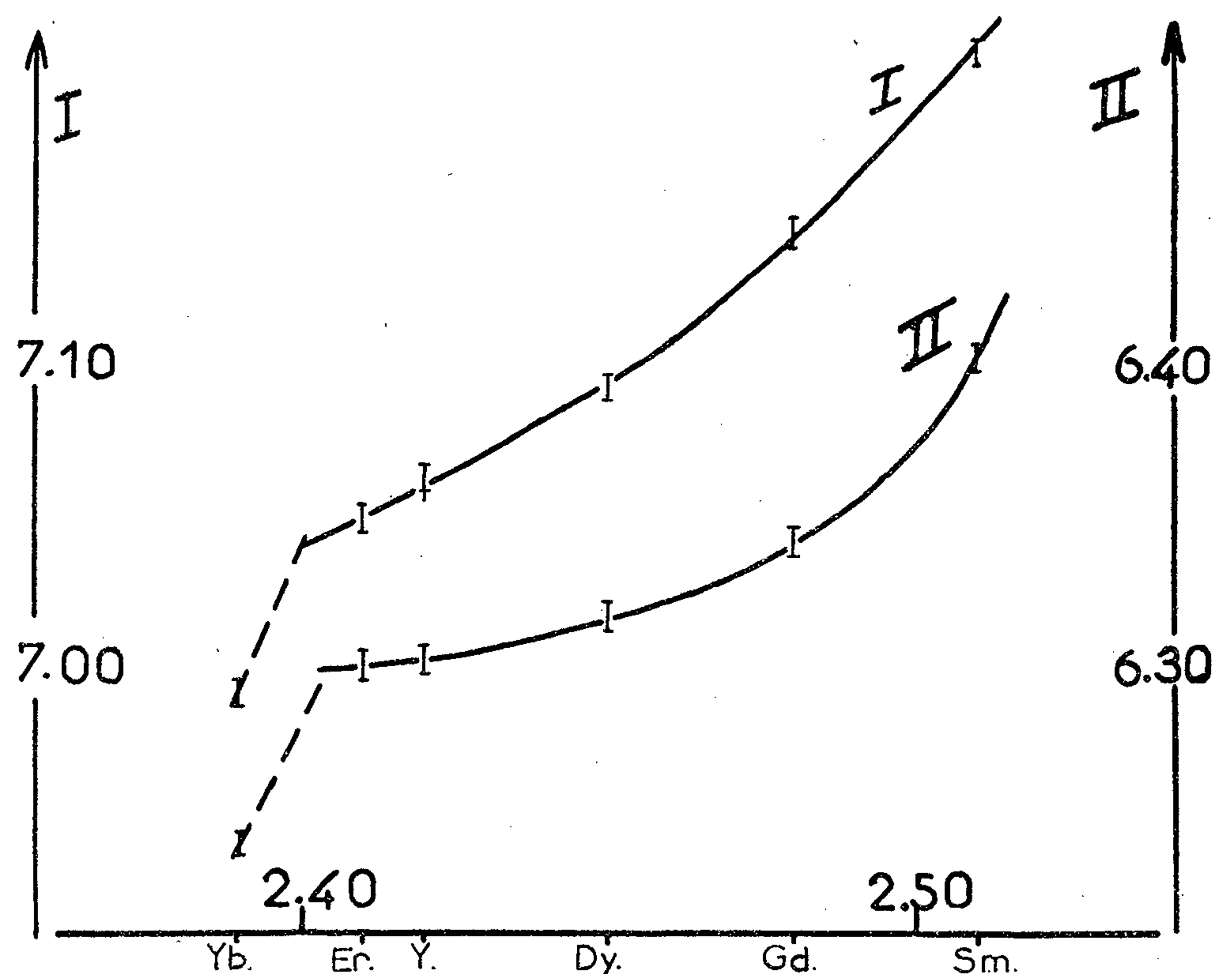
Le fait que l'arséniate de néodyme ne cristallise pas dans le type zircon permet de définir avec une assez bonne précision le domaine d'existence des arséniates de terres rares à structure zircon par la condition :

Rayon ionique de X < rayon ionique du néodyme,

c'est-à-dire

Rayon ionique de X < 1,13 Å (coordination 8).

La figure donne les courbes de variation de *c* et *a* en fonction des



distances X-O calculées d'après Zachariasen (1954) pour un voisinage de huit oxygènes autour de X. Ces courbes sont continues jusqu'à l'erbium, puis une cassure se produit avec l'arséniate d'ytterbium dont les dimensions mesurées sont très inférieures à celles qu'on pourrait attendre d'après les courbes ci-dessus.

La distance Y-O calculée pour la coordination 8 par la méthode citée plus haut est de 2,42 Å. Les dimensions a et c de la maille de l'arséniate d'yttrium devraient donc normalement se situer sur les parties continues des courbes de la figure 1 entre le dysprosium et l'erbium. Les mesures de Strada et Schwendimann (1934) sont assez éloignées des valeurs auxquelles on serait en droit de s'attendre. Nous avons préparé à nouveau cet arséniate par la méthode décrite plus haut. Nos mesures donnent pour sa maille :

$$a = 7{,}06\ \text{Å}, \qquad c = 6{,}30\ \text{Å},$$

au lieu de

$$a = 6{,}890\ \text{Å}, \qquad c = 6{,}269\ \text{Å}.$$

Cette nouvelle mesure le situe alors correctement sur les courbes entre l'arséniate de dysprosium et celui d'erbium.

La discontinuité observée à partir de l'ytterbium est à rapprocher de celle observée dans la série des vanadates mais cette fois au niveau du dysprosium. Le domaine de stabilité des arséniates As XO_4 à structure zircon défini par la condition : rayon ionique de $X < 1{,}13$ Å est donc plus limité que celui des vanadates du même type qui s'étend jusqu'au cerium (1,16 Å). (Watt, Rachford et Milligan, 1949; Durif, 1956). Il faut attribuer cette différence à la taille du rayon ionique de l'arsenic pentavalent qui est nettement inférieure à celle du vanadium.

(1) R. C. L. Mooney, *Acta Cryst.*, 1, 1948, p. 163; M. Strada et G. Schwendimann, *Gazz. chim. ital.*, 64, 1934, p. 662; L. M. Watt, H. H. Rachford et W. O. Milligan, *J. Phys. Chem.*, 53, 1949, p. 227; A. Durif, *Acta Cryst.*, 9, 1956, p. 471; W. H. Zachariasen, in *The actinide elements*, Mc Graw Hill, 1954, p. 769.

(Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du métal Institut Fourier, Grenoble.)

GÉOLOGIE. — *Sur la position stratigraphique du Falémien de Mauritanie.* Note (*) de M. **Louis Renaud**, présentée par M. Pierre Pruvost.

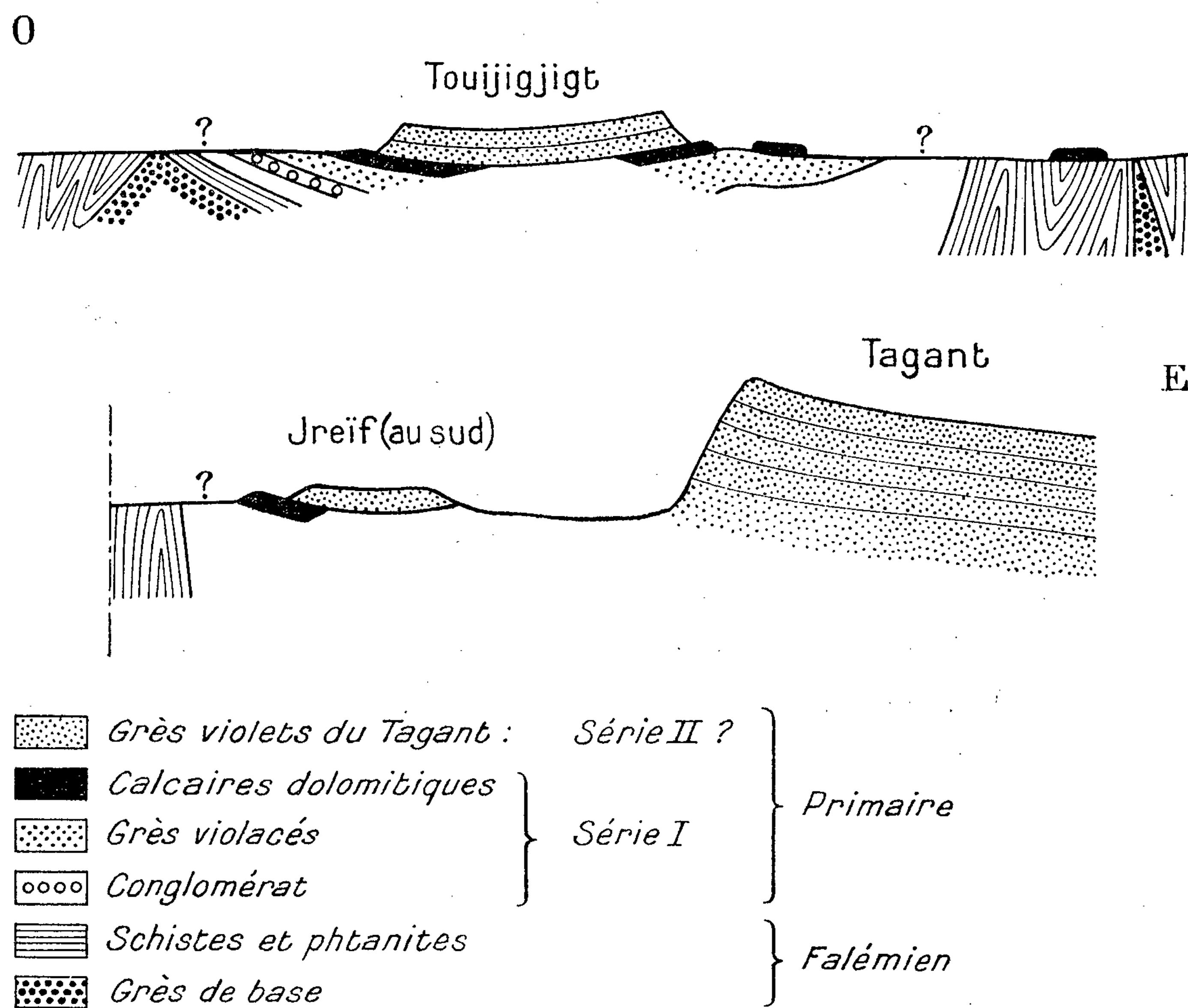
Le nom de « Série de la Falémé » ou « Falémien » doit être réservé actuellement aux formations de la vallée de la Falémé et à leur prolongement en Mauritanie, à l'Ouest des plateaux primaires. Dans la région de Moudjéria, le Falémien semble bien être une unité géologique individualisée d'âge précambrien, discordante sous la base du Primaire.

1. *Description de la coupe de Touijigjigt.* — Dans la région située au

Sud de Moudjéria (Mauritanie méridionale) une série de buttes témoins (Déibissé, Jreïf, Touijigjigt), longe la falaise du Tagant. Les collines sont constituées de grès, analogues à ceux de la falaise, reposant en synclinaux perchés sur un ensemble de schistes quartzeux, de phtanites et de grès que je groupe sous le nom de *Série de Ledfotar*.

Le contact entre ces témoins et les formations sous-jacentes est généralement ensablé. Il est mieux visible aux environs de la colline de Touijigjigt où, d'Ouest en Est, la coupe suivante a été observée :

A l'Ouest, la Série de Ledfotar est très redressée jusqu'à 1 km environ du pied de la colline. Puis la tectonique s'adoucit et un affleurement du grès de base de la série marque l'axe d'un anticlinal (1). Au-delà, les faciès de schistes et de phtanites reparaissent en amorçant le flanc d'un synclinal à pendage assez faible vers l'Est (moins de 30°).



Après une zone sans affleurement qui n'excède pas 100 m, apparaît un faciès conglomératique de grès grisâtre contenant des éléments de la Série de Ledfotar. On y trouve un peu de barytine, inconnue dans la série sous-jacente, mais fréquente dans la base du Primaire. L'affleurement de ce conglomérat forme une bande étroite de 2 à 3 m dont le pendage est, semble-t-il, de l'ordre de 30° vers l'Est.

Plus à l'Est, au faciès conglomératique succède un grès violacé pendant vers l'Est.

A 500 m plus loin, un calcaire dolomitique à Stromatolithes forme, sur une largeur de 150 à 200 m, une petite crête à pendage net vers l'Est d'environ 20°.

Au-delà de ce calcaire, la colline forme un synclinal très doux d'un grès-quartzite violet, à passées blanches plus tendres, très proche de celui observé sous le calcaire et identique au grès de la falaise du Tagant.

A l'Est, à la base de la colline, on retrouve les calcaires à Stromatolithes séparés en deux bandes par un léger bombement anticlinal des grès violacés inférieurs qui affleurent à nouveau immédiatement à l'Est. La concordance de l'ensemble est bien visible ici avec un pendage général vers l'Ouest de 10 à 20°. Le faciès conglomératique n'a pas été retrouvé.

Plus à l'Est, les schistes de Ledfotar reparaissent presque immédiatement avec des pendages très forts. J'ai noté, fait important, la présence sur ces schistes d'une lentille du calcaire à Stromatolithes apparemment subhorizontale. *Les grès violacés inférieurs n'existent pas ici et le calcaire repose directement sur les schistes.*

Au-delà, la Série de Ledfotar est toujours très redressée et, après une zone sans affleurement d'environ 500 m, le calcaire dolomitique forme à nouveau une petite crête. Son pendage de 35° vers l'Est amorce un nouveau synclinal, prolongement vers le Nord du synclinal de Jreïf qui se raccorde ensuite à la falaise du Tagant.

2. *Interprétation de la coupe.* — 1° La Série de Ledfotar est le prolongement de la *Série de la Falémé* que j'ai suivie depuis Kidira (Sénégal) où elle a été définie par F. Jacquet et M. Nicklès ([2]);

2° J. Sougy ([3]) a pu constater sur le terrain que les faciès de base de Touijigjigt (conglomérat, grès violacé inférieur et calcaire à Stromatolithes) représentent la série I (Infracambrien), peut-être surmontée par la série II (Cambrien), de la stratigraphie qu'il a établie pour le Primaire avec R. Dars et F. Tessier ([4]);

3° La coupe décrite montre la discordance et la transgression de cette série I sur le Falémien.

3. *Conclusions.* — De récents travaux ([4]) ont montré que, dans la région de Kayes (Soudan), les formations attribuées par L. Baud à la Série de la Falémé se rattachent, selon toute vraisemblance, aux séries I et II.

Il faut donc admettre que ces formations ne représentent pas le Falémien, ainsi que C. Bense l'a déjà noté ([5]).

Le nom de *Série de la Falémé* doit donc être réservé aux seules formations de la vallée de la Falémé dans la région de Kidira et à leur prolongement vers le Nord, à l'Ouest des plateaux primaires.

R. Dars et J. Sougy [3] envisagent trois positions stratigraphiques possibles pour le Falémien :

— épaississement latéral de leur série I (Infracambrien), conformément à l'hypothèse de P. Pruvost [6];

— série 0 (zéro) de l'ensemble Paléozoïque;

— série précambrienne discordante sous cet ensemble.

La coupe décrite ici montrant la série I transgressive sur le Falémien, exclut les deux premières de ces hypothèses.

Donc, si l'on admet l'âge infracambrien de la série I, *le Falémien se présente comme une unité géologique bien individualisée d'âge précambrien*, conformément à l'hypothèse de M. Roques [7].

4. *Remarques tectoniques.* — La transgression primaire aurait buté contre des reliefs falémiens préexistants et formé sporadiquement des golfes dans les zones basses à tectonique molle. Dans ces zones, la discordance angulaire, faible, a été ensuite masquée par la tectonique post-cambrienne qui a accentué ces synclinaux. L'apparente concordance du Primaire sur le Falémien, généralement observée et qui paraît exister dans la partie Ouest de la coupe de Touijigjigt, serait due à cette dernière tectonique localisée le long de l'actuelle bordure occidentale des plateaux primaires de cette région.

Au contraire, les régions à tectonique violente, correspondant aux reliefs falémiens principaux, ont fait place, après arasement, aux « rags » actuels de Falémien très redressé sur lequel les très rares témoins reposent en discordance.

Ainsi, la disposition des affleurements falémiens le long des falaises primaires ne serait plus un argument en faveur de l'âge infracambrien du Falémien, puisque ces affleurements représenteraient la trace des reliefs ayant arrêté la transgression paléozoïque.

(*) Séance du 30 septembre 1957.

(1) Je place ces grès à la base de la série car je les ai vus, en plusieurs endroits, au centre d'anticlinaux du faciès schisteux.

(2) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 1163 et *Notice explicative sur la feuille Dakar-Est au* 1/1 000 000e, Dakar, 1943.

(3) Dars et J. Sougy, 76e *Colloque internat. du C. N. R. S.*, Paris, juin 1957.

(4) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2312.

(5) *Rapport annuel Serv. Géol. A. O. F.*, 1953, p. 45; *Rapport annuel Dir. Féd. Min. et Géol. A. O. F.*, 1955, p. 29.

(6) *Bull. Soc. belge Géol.*, *Paléontol.*, *Hydrol.*, 60, fasc. 1, 1951.

(7) *Bull. Soc. Géol. Fr.*, (5), 18, 1948, p. 589.

GÉOLOGIE. — *Tectonique du bord méridional du granite de Cauterets (Hautes-Pyrénées).* Note de M. **Jean-Paul Destombes**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Des galeries, perforées pour l'équipement hydroélectrique de la chute de Pragnères (près Luz, Hautes-Pyrénées), ont recoupé en plusieurs points le contact méridional du granite de Cauterets et de son enveloppe. Ce contact est anormal, le granite chevauchant vers le Sud les cornéennes de l'auréole pour s'appuyer sur des schistes carbonifères non métamorphiques.

L'aménagement hydroélectrique de la région de Luz et d'Arrens a amené le percement de plusieurs dizaines de kilomètres de galeries d'amenée d'eaux aux différentes usines de Pragnères et de Luz, sur le gave de Pau-Gavarnie, et d'Arrens sur le gave de Pau-Arrens. Le contact du massif granitique de Cauterets et de son auréole, composée d'assises généralement schisteuses du Carbonifère, transformées en cornéennes, a été recoupé en de nombreux points par les travaux.

Parmi les observations qui ont été faites, en parfaite continuité, dans ces galeries (alors que les recouvrements alluvionnaires ne permettent pas cette continuité d'observations en surface), les plus importantes sont :

1° *D'une part* : la découverte *d'une petite minéralisation en scheelite*, valorisant ainsi une nouvelle région des Pyrénées pour la recherche de ce minéral [1] en deux points de la bordure nord et est du massif. Le premier est situé en galerie d'Estaing II, point kilométrique 0,865 de coordonnées Lambert : $x = 388{,}20$; $y = 68{,}84$; $z = 1508$. Le second a été observé en galerie de Castillon-Ardiden, point kilométrique 1,140 dont les coordonnées sont $x = 407{,}03$; $y = 60{,}98$; $z = 1780$.

2° *D'autre part* : l'existence d'un *chevauchement du bord sud du massif granitique* sur son auréole métamorphique, découvert par deux observations faites dans les galeries débouchant aux fenêtres de Cestrède, à quelques centaines de mètres au Nord de ces ouvrages ($x = 405{,}90$; $y = 59{,}08$; $z = 1780$).

Il ne sera fait mention ici que de ces dernières observations, relatives à la tectonique du massif, la minéralisation en scheelite étant encore à l'étude.

1° *Galerie supérieure de Cestrède* (*altitude* 1818). — Entre les points 8,424 et 8,439, soit sur 15 m de longueur, le piédroit et la voûte côté nord de la galerie montrent le plan de contact du granite, très fracturé, sur des mylonites schisteuses noirâtres; ce plan est penté au Nord à environ 10°.

2° *Galerie inférieure de Cestrède* (*altitude* 1777). — Au point 8,594 le contact du granite, schistosé, et des cornes schisteuses s'observe par un plan incliné à 30° au Nord-Nord-Est. Une coupe méridienne passant par

les deux points de contact du granite aux deux niveaux révèle que le pendage moyen de la surface du chevauchement est de 28 à 30°.

L'observation détaillée des failles et des contacts du granite et des cornes, dans les différentes galeries orientales et septentrionales du massif, montre des contacts normaux, généralement subverticaux ou des contacts anormaux par des accidents subverticaux, sans chevauchement.

En surface, dans la région de Cestrède, les éboulis cachent presque partout le contact méridional du granite; toutefois, de nombreux accidents et miroirs de failles à pentes fortes vers le Nord suggèrent un mouvement relatif du granite et des schistes de l'auréole.

Ce mouvement se révèle donc, grâce aux observations de profondeur, beaucoup plus important qu'il ne paraissait aux affleurements, puisque, d'une part, l'angle de déversement atteint une moyenne d'environ 30° en galeries et que, d'autre part, toute l'épaisseur des cornes de contact normal du granite a été chevauchée au moins en un point.

En conclusion. — Le granite de Cauterets chevauche sa couverture normale à son bord méridional, aux environs de Cestrède; le déplacement relatif est, au moins en un point, supérieur à l'épaisseur de l'auréole du métamorphisme de contact.

Ce chevauchement est, à Cestrède, symétrique de celui qui a été décrit par P. Hupé au bord sud du massif granitique de Néouvielle ([2]), situé à 12 km à l'Est, dont il est séparé par la profonde entaille d'érosion du gave de Pau.

L'étude structurale d'ensemble du massif de Cauterets, qui n'a pas été reprise à ma connaissance depuis Bresson ([3]), devra tenir compte de ces données de profondeur. Celles-ci n'auraient pu être enregistrées sans l'analyse géologique systématique de détail de tous les ouvrages profonds, en exécution de l'article 131 du Code Minier, travail que s'emploient à faciliter dans la plus large mesure aux ingénieurs du Bureau de Recherches Géologiques, Géophysiques et Minières les services de l'Équipement de l'Électricité de France.

([1]) *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 1380.
([2]) *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 751.
([3]) *Bull. Serv. Carte Géol. Fr.*, 14, n° 93, p. 1902.

OCÉANOGRAPHIE. — *Étude statistique des hauteurs des nappes d'eau résultant du choc des vagues sur une paroi rocheuse.* Note de M. **Jean-Claude Brémond**, présentée par M. Louis Fage.

Divers observateurs ayant étudié les hauteurs successives atteintes par les nappes d'eau résultant du choc des vagues contre une paroi rocheuse

verticale ont remarqué que les valeurs expérimentales des fréquences des hauteurs atteintes par ces nappes varient d'une façon considérable selon le lieu et, en un même lieu, selon l'état de la mer. Nous nous sommes proposé d'établir expérimentalement une loi exprimant la répartition des fréquences des diverses hauteurs atteintes par ces nappes d'eau.

A cet effet, nous avons conçu et réalisé au Laboratoire Arago, à Banyuls, un appareil enregistreur qui permet de mesurer les temps d'immersion à différents niveaux repérés et de calculer les fréquences des nappes d'eau ayant atteint ces différents niveaux, l'un d'entre eux coïncidant avec le niveau de repos de la mer. Ces différents niveaux, au nombre de dix environ, sont équidistants et situés verticalement sur une même droite, au contact de la paroi rocheuse qui a été choisie verticale, ou sensiblement verticale, plane, et parallèle à la ligne générale de la côte.

Il a été également possible de calculer à ces niveaux les vitesses verticales les plus fréquentes des nappes d'eau au contact de la paroi.

Le principe de l'appareil est le suivant : à chaque niveau étudié sur la paroi sont fixées des électrodes isolées l'une de l'autre, mais rapprochées de 4 à 5 mm, qui forment coupure dans un circuit comprenant une batterie d'accumulateurs de 12 V et un style métallique conducteur sous lequel se déroule régulièrement, à raison de 3,5 mm/s, un papier métallisé. Lors de la submersion des deux électrodes, l'eau de mer ferme le circuit électrique. Un courant parcourt le style et se matérialise pendant toute sa durée par un trait sur le papier métallisé. L'appareil comporte 11 circuits semblables, montés parallèlement, ce qui permet d'enregistrer simultanément les observations relatives à 11 niveaux différents.

Le dépouillement et la confrontation des résultats obtenus dans diverses stations de la région de Banyuls ont permis de contrôler que la loi de répartition des hauteurs atteintes par les nappes d'eau concorde d'une façon satisfaisante avec une répartition selon Poisson :

$$P_k = e^{-\lambda}\frac{\lambda^k}{k!},$$

dans laquelle : k, rang d'altitude du repère envisagé; λ, altitude la plus probable atteinte par les nappes d'eau, évaluée en prenant comme unité l'intervalle commun séparant les repères; P_k, facteur de probabilité du nombre de nappes d'eau atteignant le rang k.

Le paramètre λ détermine les valeurs numériques de la fonction P_k. Nous avons expérimentalement constaté qu'il est égal (ou sensiblement égal) à l'altitude moyenne atteinte par l'eau lorsqu'il est inférieur ou égal à 4, ceci pour un nombre de repères sur la paroi voisin de 10.

Nous avons pu constater que ce paramètre croît dans le même sens que l'agitation de la mer. Il serait nul dans le cas d'une mer rigoureusement

immobile, pour laquelle P_k serait évidemment égal à 1. Il peut prendre toutes les valeurs positives, entières ou fractionnaires. Pour des valeurs de λ supérieures à 4 la loi théorique tendant à devenir symétrique par rapport à sa moyenne, rend moins bien compte du phénomène. En fait, les états de mer représentés par un paramètre λ inférieur à 4 sont les plus fréquents, cette valeur n'étant que rarement dépassée.

Voici à titre d'exemples deux distributions relevées expérimentalement, correspondant respectivement à $\lambda = 0,9$ et $\lambda = 0,8$.

	$\lambda = 0,9$. Distribution		$\lambda = 0,8$. Distribution	
	expérimentale.	théorique.	expérimentale.	théorique.
Niveau —1..........	0	–	0	–
» K = 0........	198 vagues	191,5	68	73,2
» K = 1........	175	172,4	64	58,5
» K = 2........	66	77,7	24	23,5
» K = 3........	26	29,1	5	6,2
» K = 4........	5	5,2	2	1,3
» K = 5........	1	1,0	0	0,1
TOTAUX......	471	470,9	163	162,8

Il résulte de ce qui précède que la distribution des *durées cumulées d'immersion* à chaque niveau de rang K est une distribution cumulée de Poisson, depuis le rang K inclus jusqu'au rang maximum K_m atteint par les hautes nappes d'eau.

Les nappes d'eau atteignant une *vitesse verticale déterminée* se répartissent verticalement selon une distribution de Poisson.

Pour un même relevé les différentes vitesses des nappes d'eau considérées ont des maxima de fréquence décalés en altitude; plus la vitesse envisagée est grande, plus la zone de fréquences maximum est située à basse altitude.

Si dans *plusieurs ensembles* de mesures, correspondant à des états différents d'agitation de la mer, on compare les distributions de fréquence des altitudes maxima des nappes animées d'une *vitesse choisie* quelconque, mais élevée, on constate que ces distributions se font selon des lois de Poisson dont les premiers termes ne sont pas représentés. Les distributions sont d'autant plus incomplètes que la vitesse choisie est élevée et que le facteur λ est petit. Cette remarque peut également s'exprimer ainsi : dans *une seule et même expérience, toutes les vitesses* qu'on peut envisager sont représentées par la même loi, mais les vitesses élevées sont moins fréquentes, car elles ne sont représentées que par des distributions incomplètes dont les premiers termes font défaut. Ceci résulte du fait que des vitesses élevées sont fréquentes aux niveaux inférieurs et ne peuvent pas être représentées au voisinage de l'altitude maximum atteinte par les nappes d'eau les plus élevées.

MÉTÉOROLOGIE. — *Sur la production et la nature d'une catégorie d'aérosols glaçogènes artificiels*. Note de M. **Roger Serpolay**, présentée par M. Charles Maurain.

Différentes recherches sur la nature des aérosols glaçogènes produits par la volatilisation de métaux ont conduit à la préparation, par voie chimique, de substances douées d'activité glaçogène quand elles sont introduites dans un brouillard à température comprise entre — 5 et — 18°C. Ces substances appartiennent à la catégorie des oxydes métalliques employés en catalyse hétérogène.

Il a déjà été signalé [1] que la volatilisation de nombreux métaux, dans l'air, par voie électrique, produisait des aérosols (fumées) doués d'activité glaçogène lorsqu'ils sont introduits dans des brouillards surfondus entre — 5 et — 16° C.

1. Les particules constituant ces aérosols ont été précipitées sur des films de collodion ou de carbone afin d'être examinées individuellement au microscope électronique. Elles se présentent généralement sous la forme de petites sphères matérielles, isolées ou groupées en amas ou en chaînes, dont les diamètres sont compris entre 200 Å et 2 μ. Sur la surface de ces sphères sont parfois visibles des sphérules dont les dimensions se trouvent à la limite du pouvoir séparateur du microscope électronique. Les surfaces spécifiques apparentes de ces particules sont comprises entre 0,5 et 40 m^2/g, soit de l'ordre de grandeur des surfaces de contact utilisées en catalyse hétérogène.

2. Afin d'identifier la nature de la matière constituant les particules de ces aérosols, ces derniers sont produits en forte concentration dans des récipients clos. L'air pollué de ces récipients est ensuite aspiré à travers un piège qui permet de précipiter et de capter une part importante des grosses particules d'aérosol. Ces opérations sont renouvelées autant de fois qu'il est nécessaire pour obtenir une quantité de matière permettant d'effectuer des diagrammes de poudres (méthode d'identification par diffraction des rayons X).

Les résultats d'interprétation des diagrammes X montrent que la matière formant la plus grande partie des aérosols étudiés est constituée soit de l'oxyde du métal (CuO, Fe_3O_4, Al_2O_3, pour les aérosols produits avec Cu, Fe, Al), soit d'un mélange d'oxyde et de métal (Ni et NiO, Sn et SnO_2, pour les aérosols produits par Ni et Sn), soit du métal qui a donné naissance à l'aérosol (cas de l'aérosol produit avec Ag).

Il convient, toutefois, de noter qu'entre l'instant où l'aérosol est formé et l'instant où la poudre est apprêtée pour être introduite dans la chambre à diffraction — dans le cas de nos recherches, cet intervalle de temps a varié entre 2 h et quelques jours — des modifications peuvent intervenir

sur la surface des particules, de telle sorte que le diagramme X soit plus représentatif de l'état de masse que de l'état de surface des particules.

3. Les expériences suivantes ont permis de relier plus directement l'activité glaçogène des aérosols à la formation d'oxydes métalliques ou à la présence d'oxygène lié à la surface des particules.

Les volatilisations sont produites dans des récipients hermétiques remplis d'argon, d'air ou d'oxygène sous la pression atmosphérique. Des échantillons des gaz ainsi pollués sont prélevés des récipients, puis introduits dans une chambre à nuage afin que leur activité glaçogène puisse être comparée. On détermine, en particulier, à l'aide d'une méthode simple, les variations relatives du nombre des cristaux de glace apparaissant dans la chambre à une température voisine de — 16° C quand on passe de l'échantillon correspondant à un gaz à l'échantillon correspondant à un autre gaz, toutes les autres conditions expérimentales étant aussi semblables que possible.

Les résultats sont tels que les échantillons relatifs à l'air donnent 50 à 200 fois plus de cristaux de glace que les échantillons relatifs à l'argon. Les échantillons correspondant à l'oxygène sont au moins aussi actifs que les échantillons correspondant à l'air; ils peuvent l'être cinq fois plus pour des échantillons provenant de certains métaux.

4. Compte tenu de l'ensemble des résultats précédents, nous avons cherché à produire artificiellement des particules glaçogènes en nous adressant à un type de catalyseurs employés en catalyse hétérogène : les oxydes métalliques.

La méthode de préparation adoptée — l'une des méthodes générales proposées pour ce type de catalyseur — consiste à précipiter les hydroxydes à partir des nitrates par réaction alcaline (ammoniaque ou solution de soude). Le précipité est soigneusement lavé afin d'éliminer les sels solubles de la réaction, puis déshydraté à température peu élevée. Le résidu est ensuite pulvérisé. La poudre obtenue est dispersée dans la chambre à nuage à l'aide d'un aérosoleur.

Dans des nuages surfondus vers — 18° C, toutes les poudres ainsi préparées ont manifesté une nette activité glaçogène. Nous citerons, en particulier : Ag_2O, Al_2O_3, Cr_2O_3, CuO, Fe_2O_3, MgO, NiO, ThO_2 et ZnO. Parmi ces substances, certaines sont considérées comme d'excellents catalyseurs de déshydratation : Al_2O_3, Cr_2O_3, ThO_2.

5. Les résultats contenus dans 2 et 4 viennent confirmer l'activité glaçogène de quelques substances déjà trouvées actives par d'autres auteurs ([2]), ([3]), et ajoutent d'autres substances à la liste générale des produits susceptibles de fournir des aérosols glaçogènes.

Ces résultats sont essentiellement valables pour des substances obtenues par la volatilisation des métaux ou par la méthode indiquée dans 4.

Ils peuvent ne plus être applicables avec la même netteté aux mêmes substances obtenues suivant des procédés différents. Cette observation pourrait expliquer, en particulier, que des composés comme Cr_2O_3 et Fe_2O_3, trouvés actifs par nous, aient été classés comme inactifs par I. Sano et ses collaborateurs dans leur étude sur l'activité glaçogène des oxydes ([3]).

Des substances trouvées actives ne différant pas de certains produits employés en catalyse hétérogène, nous pensons également que les résultats précédents mettent en valeur le rôle de l'adsorption de l'eau sur des surfaces convenablement choisies et préparées dans le processus de transition de phase qui se développe au sein des brouillards surfondus en présence de ces surfaces.

Ces résultats peuvent enfin indiquer une nouvelle orientation dans la recherche d'aérosols au moins aussi actifs que les aérosols produits à partir de l'iodure d'argent.

(1) *Bull. Obs. Puy de Dôme*, 1954, p. 86-87.
(2) *Z. A. M. P.*, 6, 1955, p. 407-416.
(3) *J. Met. Soc. Japan*, 34, 1956, p. 54-60.

PHYSIQUE DE L'ATMOSPHÈRE. — *Le spectre d'une aurore de basse latitude dans le visible et le proche infrarouge.* Note de M. **Maurice Dufay**, transmise par M. Jean Cabannes.

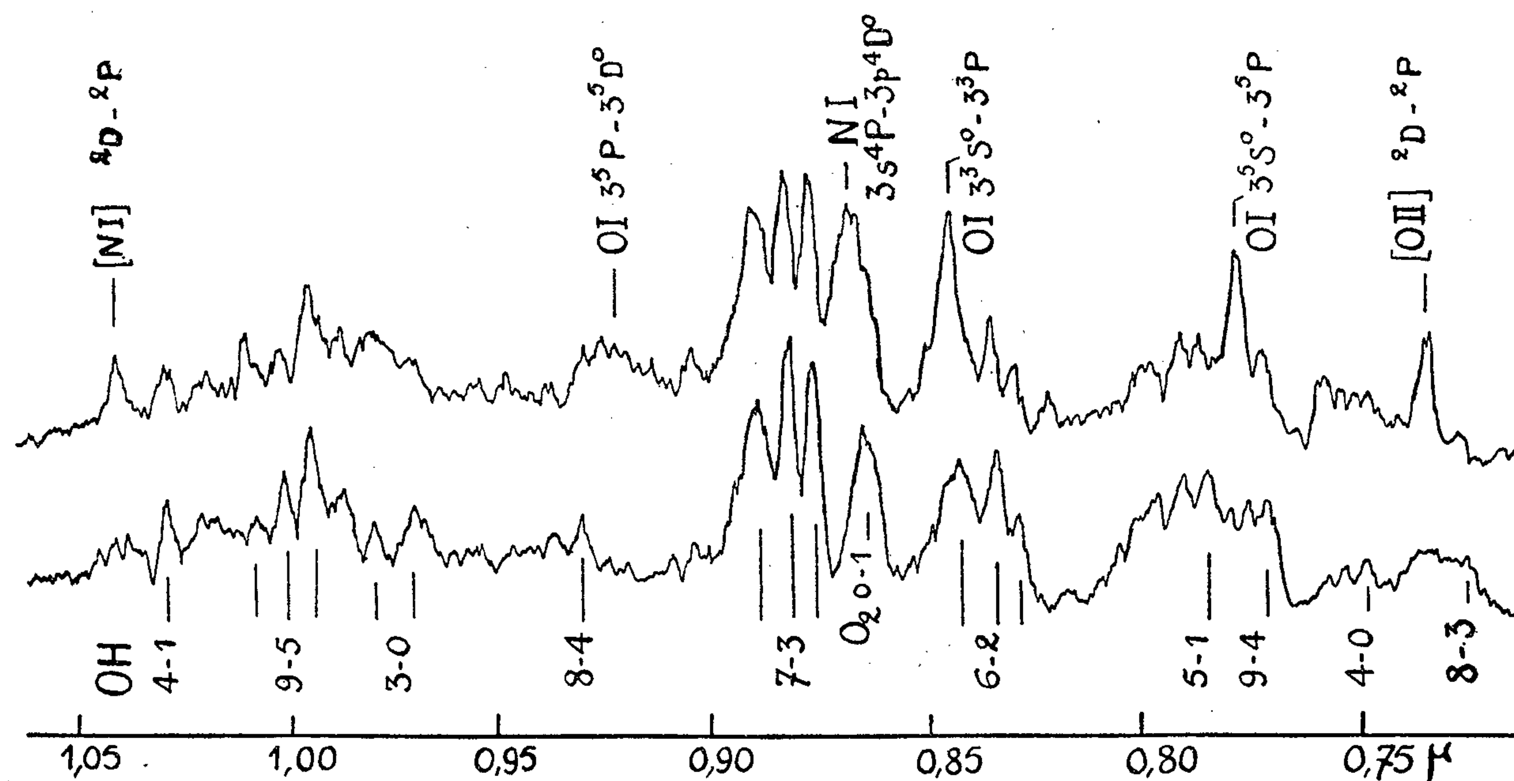
Une aurore de basse latitude, observée le 29 septembre 1957 à l'Observatoire de Haute-Provence, a présenté un spectre très riche en raies atomiques. On a décelé en particulier les transitions interdites ^1D-^1S de [N II], ^2D-^2P de [O II] et ^2D-^2P de [N I].

Une brillante aurore boréale a été observée dans la nuit du 29 au 30 septembre 1957 à l'Observatoire de Haute-Provence. Elle a présenté deux périodes d'activité intense vers 21 h et 22 h 30 T. U., au cours desquelles sont apparus vers le Nord de nombreux rayons lumineux verticaux montant jusqu'à plus de 40° au-dessus de l'horizon, accompagnés au cours de la première phase de draperies rouges plus fugitives.

Deux spectres de la région 5000-6000 Å ont été pris à l'aide du grand spectrographe à deux prismes de l'Observatoire ([1]). A côté des raies 6300-6364 Å de [O I], très renforcées, et des raies 5577 Å de [O I] et 5893 Å de Na, d'aspect normal, on observe sur ceux-ci le doublet ^4S-^2D de [N I] qui présente une intensité exceptionnelle, comparable à celle de la raie verte, et d'autres radiations plus faibles dont les longueurs d'onde, mesurées à 0,5 Å près, sont données dans le tableau I.

En outre, plusieurs enregistrements consécutifs ont été obtenus dans le proche infrarouge (0,7 à 1,1 μ) à l'aide d'un monochromateur à réseau équipé

d'un photomultiplicateur de Lallemand (2). La figure reproduit l'un de ceux-ci et, à titre de comparaison, l'enregistrement d'un spectre du ciel nocturne en l'absence d'activité aurorale. Ces deux enregistrements ont été pris avec des fentes d'analyse identiques correspondant à un intervalle spectral d'environ



En haut, un enregistrement du spectre de l'aurore.
En bas, un enregistrement du spectre du ciel nocturne en l'absence d'activité aurorale.

20 Å. Sur chacun d'eux, on reconnait les diverses bandes de vibration-rotation de OH, avec leurs trois branches R, Q et P, cette dernière étalée vers le rouge, et la bande atmosphérique de O_2 à 8 645 Å. A ces bandes se superposent, sur le spectre de l'aurore, diverses radiations parfois intenses dont on trouvera la liste dans le tableau II. L'erreur possible sur les longueurs d'onde mesurées est d'environ ± 5 Å. On a donné en outre les intensités relatives de ces radiations (compte tenu de la courbe de sensibilité instrumentale) et les identifications proposées pour celles-ci.

Le tableau de longueurs d'onde fait apparaître clairement la richesse du spectre en raies atomiques et sa pauvreté en bandes moléculaires. Le premier système positif de $N_2(B^3\Pi \rightarrow A^3\Sigma)$ ne paraît être représenté que par la bande (1-0) dont l'intensité est faible. Le système de Meinel de N_2^+, dont les composantes les plus intenses se trouvent dans la région spectrale étudiée, n'apparaît pas.

Les raies atomiques sont par contre très développées. On notera la présence de raies interdites rarement observées. La transition $^2D - {}^2P$ de [OII], très forte sur les enregistrements, est toujours absente des aurores septentrionales (3) et n'a été décelée que récemment, avec une faible intensité à Yerkes Observatory [A. Omholt (4)]. La transition $^1D - {}^1S$ de [NII], identifiée par W. Petrie (3), apparait faiblement sur les spectrogrammes. Enfin une radiation très nette et assez étroite apparaît à 10 400 Å (5) malgré la faible

sensibilité de la photocathode pour cette longueur d'onde. Il s'agit beaucoup plus probablement du doublet de [NI], plutôt que de la bande (0-0) du premier système positif de N_2.

TABLEAU I.

Longueur d'onde mesurée (Å).	Intensité.	Identification.		
5 200,0........	–	[N I]	$^4S-^2D$	5 198,5-5 200,7
5 755,1........	–	[N II]	$^1D-^1S$	5 754,8
5 963,5........	–	O I	$3^3P-5^3D^0$	5 958
6 156,8........	–	O I	$3^5P-4^5D^0$	6 157

TABLEAU II.

7 320 / 7 340........	1,00	[O II]	$^2D-^2P$	7 319, 7 330
7 570..........	0,15			–
7 770..........	1,05	O I	$3^5S^0-3^5P$	7 774
8 215..........	0,30	N I	$3s^4P-3p^4P^0$	8 216
8 440..........	1,20	O I	$3^3S^0-3^3P$	8 446,5
8 675..........	1,45	N I	$3s^4P-3p^4D^0$	8 680
		N_2	(1 P) (2-1)	8 675, 8 703, 8 722 (?)
8 880 / 8 905........	0,38	N_2	(1 P) (1-0)	8 862, 8 892, 8 912
9 250..........	0,88	O I	$3^5P-3^5D^0$	9 266
9 790..........	1,70	O I	$3^1F-3^1G^0$	9 761 (?)
10 090..........	2,05 (?)			–
10 405..........	7 (?)	[N I]	$^2D-^2P$	10 395,4-10 404,1
		N_2	(1 P) (O-O)	10 429 (?)

Le caractère tout à fait exceptionnel du spectre de cette aurore doit vraisemblablement correspondre à une très haute altitude.

(1) J. COJAN, *Ann. Astrophys.*, **10**, 1947, p. 33.
(2) M. DUFAY, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 364.
(3) *Phys. Rev.*, 87, 1952, p. 1002.
(4) *J. Atmosph. Terrestr. Phys.*, **10**, 1957, p. 320.
(5) Le spectre du second ordre du réseau étant éliminé au moyen d'un filtre rouge, la raie 5 200 Å de [NI] ne peut intervenir.

PHYSIQUE DE L'ATMOSPHÈRE. — *Résultats de dosages du peroxyde d'azote atmosphérique*. Note de M[lle] **OLGA TANAEVSKY**, présentée par M. Eugène Darmois.

A Paris, les concentrations de peroxyde d'azote dans l'atmosphère sont plus élevées qu'au Val-Joyeux et au Pic du Midi où elles sont du même ordre de grandeur.

Dans une publication antérieure (1) sur le peroxyde d'azote de l'atmosphère, nous avons montré que le pourcentage de peroxyde d'azote de l'air est plus important dans une agglomération urbaine qu'à la campagne

(mesures effectuées à la Station Scientifique du Val-Joyeux, qui est à 18 km de Paris).

Pour vérifier ceci, et voir si NO_2 est un composé permanent de l'atmosphère, des dosages de NO_2 ont été effectués à l'Observatoire du Pic du Midi (2 860 m), suivant une méthode dérivée de celle de Paneth, et déjà décrite [2].

Les résultats obtenus sont groupés dans le tableau suivant, l'intensité et la direction du vent sont données pour le Pic du Midi.

			Conditions atmosphériques.		
		NO_2 en volume 10^{-6} (%).	Vent		
Date.	Lieu.		direction	intensité (m/s).	
6 nov. 1956...	Val-Joyeux	0,9	–	–	Brouillard, soleil
12 déc. » ...	Paris	1,3	–	–	Pluie
18 déc. » ...	Val-Joyeux	0,3	–	–	Soleil
27 fév. 1957...	»	1,0	–	–	Soleil
16 mars » ...	Pic du Midi	0,4	NE-NNW	06	Soleil, nuage 7/8 à 1 000 m
17 » » ...	»	2,1	ENE-NNW	06 à 08	Brume, soleil, nuage 1/8 sur plaine
18 » » ...	»	1,1	S-WNW	05 à 08	Soleil, nuage 7/8 à 4/8 à 900 m
19 » » ...	»	0,5	SW-SSW	07 à 09	Nuage 2/8 à 3 600 m
20 » » ...	»	0	SSW	07 à 05	Nuage 6/8 à 2 600 m, brouillard
21 » » ...	»	0,7	S-SSW	10	Nuage 4/8 à 1/8, brouillard
22 » » ...	»	0,5	SSW-S	05-11	Brouillard, neige
23 » » ...	»	0,5	SSW	11-08	Nuage 4/8 à 2 000 m, brouillard
24 » » ...	»	0	SW-WSW	11-07	Brouillard
25 » » ...	»	1,2	NNW	11-06	Brouillard, neige
26 » » ...	»	0,6	N-NW-SW	06-10	Brouillard, éclaircies
6 juin 1957...	Val-Joyeux	0,6	–	–	Soleil

Dans l'examen des résultats nous ne tenons pas compte de ceux des 16 et 17 mars qui ne sont pas certains; en effet le vent venait alors de la direction de Lannemezan. A Lannemezan se trouve une usine d'azote qui peut fausser nos résultats; par rapport au Pic du Midi, cette usine est au Nord-Est, aussi nous éliminons les dosages faits pour une telle direction de vent.

En effectuant la moyenne de tous nos résultats, nous trouvons :

Paris	$1,3.10^{-6}$ %
Val-Joyeux	0,5 »
Pic du Midi	0,6 »

Les valeurs obtenues pour une agglomération urbaine, restent nettement supérieures à celles observées à la campagne et en montagne; ces deux dernières valeurs sont du même ordre de grandeur. On peut conclure de ces mesures, que le peroxyde d'azote n'est pas le produit de l'industrie humaine, mais un composé permanent de l'atmosphère.

(1) O. TANAEVSKY, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1348.
(2) O. TANAEVSKY, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1348.

EMBRYOLOGIE VÉGÉTALE. — *Saururacées. La transformation de l'ovule en graine chez l'*Houttuynia cordata *Thunb.* Note (*) de M. **PIERRE CRÉTÉ**, présentée par M. René Souèges.

Par la nature de leurs tissus de réserve séminaux, les Pipérales seraient proches des Centrospermées qui ont cependant atteint un degré bien plus élevé d'évolution comme en témoignent, d'une part, la campylotropie de l'ovule favorisant la nutrition embryonnaire et, d'autre part, les types embryonomiques auxquelles elles répondent.

Dès 1908, K. Shibata et K. Miyake (1) ont décrit la formation du sac embryonnaire et la séminogenèse de l'*Houttuynia cordata.* C'est peut-être parce que leur texte est accompagné de microphotographies difficiles à interpréter, que P. N. Schürhoff (2) et K. Schnarf (3) n'ont pas tenu compte, dans leurs traités classiques, des renseignements fournis, à ce sujet, par les savants japonais. Dans l'ovule orthotrope, une archéspore sous-épidermique se différencie dans un nucelle abondant et donne naissance à deux cellules dont l'une, en général, se résorbe, tandis que l'autre fournit deux macrospores (*fig.* 1). La macrospore interne s'agrandit et résorbe les éléments qui la séparent du micropyle, à l'exception de l'épiderme nucellaire (*fig.* 2). A la suite de mitoses successives, elle contient deux (*fig.* 6), puis quatre (*fig.* 7 et 9) et, enfin, huit noyaux. Le sac embryonnaire s'organise avec une oosphère, deux synergides, trois antipodes et deux noyaux polaires (*fig.* 11), puis il s'accroît faiblement aux dépens du nucelle, pendant que les noyaux polaires s'unissent en un noyau secondaire (*fig.* 15). Il arrive que les divisions, dans la macrospore, s'arrêtent au stade tétranucléé, trois des noyaux se groupant au centre du sac, l'autre demeurant près du micropyle (*fig.* 13) et pouvant encore subir une nouvelle cinèse (*fig.* 14). Des anomalies comparables ont été constatées par Palm (4) chez le *Piper subpeltatum.*

Le pollen de l'*Houttuynia* semble toujours stérile et l'on n'observe pas, d'ailleurs, la pénétration de tubes polliniques dans les sacs embryonnaires; l'espèce serait donc parthénogénétique comme l'affirment Shibata et Miyake.

En dehors de toute fécondation, les antipodes disparaissent et le noyau secondaire tétraploïde se divise; une cloison transversale isole une cellule chalazienne et une cellule micropylaire (*fig.* 17). La cellule chalazienne

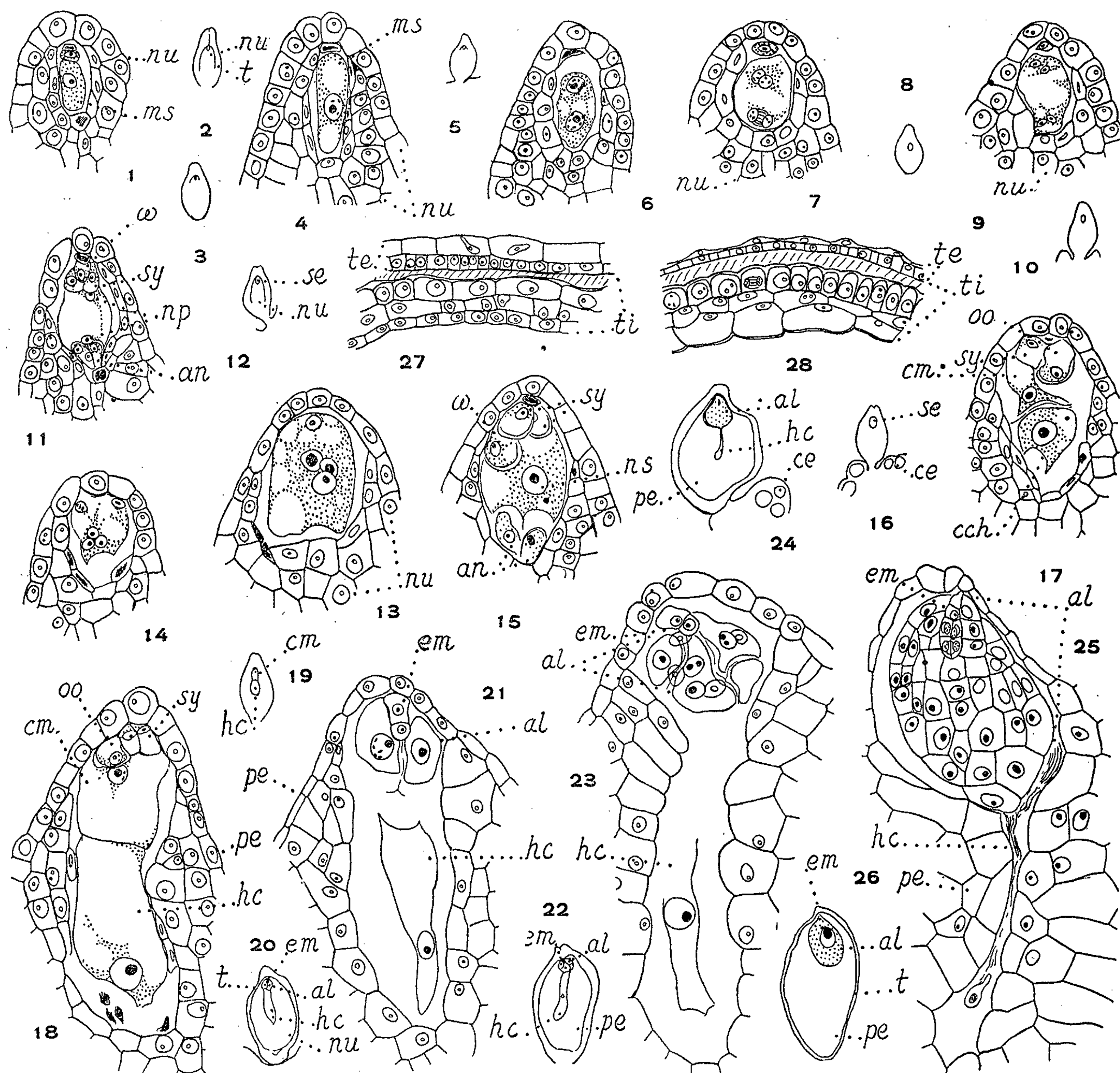


Fig. 1 à 28. — *Houttuynia cordata* Thunb. — De 1 à 15, origine et structure du sac embryonnaire. De 16 à 24, la séminogenèse. En 27, structure du tégument ovulaire et, en 28, structure du tégument de la graine subadulte. Les schémas des ovules et des graines figurés en 2, 3, 5, 8, 10, 12, 16, 19, 20, 22 et 24 correspondent, respectivement, aux détails des figures 1, 4, 6, 7, 9, 11, 17, 18, 21, 23 et 25. *nu*, nucelle; *t*, tégument; *te*, tégument externe; *ti*, tégument interne; *ms*, macrospore fonctionnelle; *se*, sac embryonnaire; ω, oosphère; *sy*, synergides; *an*, antipodes; *np*, noyaux polaires; *ns*, noyau. secondaire; *pe*, périsperme; *cm*, cellule micropylaire et *cch*, cellule chalazienne isolées lors du premier cloisonnement de l'albumen; *oo*, oospore; *em*, embryon; *al*, albumen proprement dit; *hc*, haustorium chalazien; *ce*, cellules à essence. G = 330; 250 pour les figures 21, 23, 25 et 28; 28 pour les schémas

envoie, dans l'axe du nucelle, un suçoir contenant un noyau volumineux (*fig.* 18). La cellule micropylaire donne naissance à deux (*fig.* 21), puis quatre cellules juxtaposées, et des cloisons transversales ou obliques assurent ensuite la formation d'un albumen dont le volume est réduit par

rapport à celui de la graine (*fig.* 22 à 25). Ses cellules renferment, en définitive, de l'aleurone accompagnée de fines gouttelettes huileuses. L'albumen est en partie seulement digéré par l'embryon qui, de ce fait, ne dépasse jamais de faibles dimensions (*fig.* 26). De son côté, le nucelle s'accroît de façon considérable, se transformant en un tissu de réserve ou périsperme d'origine somatique qui écrase rapidement l'haustorium chalazien émis par l'albumen. Il se remplit finalement de grains d'amidon.

Quant à l'enveloppe de l'ovule elle est constituée d'un tégument externe avec deux assises de cellules et d'un tégument interne qui en comporte trois (*fig.* 27). Au cours de la séminogenèse, les parois cellulaires restent minces au niveau du tégument externe; l'assise supérieure du tégument interne épaissit considérablement ses parois et se lignifie, surtout vers l'extérieur, son assise intermédiaire se résorbe et son assise inférieure devient volumineuse pendant que les parois de ses cellules prennent des épaississements lignifiés en bordure de l'albumen et du périsperme (*fig.* 28).

Par leur embryon, on sait que les Pipérales présentent quelques affinités avec certaines Centrospermées [5]. Or ces dernières ont, comme les Pipérales, un tissu nourricier représenté surtout par un périsperme accompagné généralement par un albumen peu développé. Cependant, le sac embryonnaire des Pipérales est très réduit et comprimé par le nucelle, celui des Centrospermées est volumineux et se développe aux dépens du périsperme. Cette différence pourrait trouver son explication dans la nature de l'ovule, orthotrope dans le premier ordre, campylotrope dans le second. En effet, chez les Pipérales, le sac embryonnaire est séparé de la chalaze par l'épais tissu du nucelle qui retient et utilise la majeure partie de la sève qui pénètre au niveau de la chalaze avant qu'elle ne parvienne au gamétophyte. Le sac embryonnaire ne pourra se développer qu'en digérant le nucelle, mais il lui manque même, en raison de sa situation, l'hydratation suffisante pour assurer les réactions fermentaires; d'où son manque d'aggressivité et les avortements auxquels il est souvent sujet. Quand l'albumen se forme, il émet un suçoir en direction de la chalaze mais ne se rapproche que très imparfaitement du point d'arrivée de la sève; à son tour, il se déshydrate rapidement, ce qui se traduit par la formation d'aleurone et la tendance que les embryons ont à avorter. Cet albumen protéique doit être riche en diastases et, particulièrement, en ferments amylolytiques qui pourront s'employer lors de la germination quand ils trouveront, enfin, l'humidité indispensable à leur action. Au contraire, chez les Centrospermées, la campylotropie de l'ovule rapproche la région micropylaire et, par suite, le sac embryonnaire de la région chalazienne; la partie supérieure du nucelle qui offrirait, en raison de son éloignement de la chalaze, une plus faible résistance, est résorbée par le sac embryonnaire puis par l'albumen représenté par un tissu nucléaire dont l'hydrata-

tion est confirmée par la présence d'importantes vacuoles. D. S. Johnson ([6]) avait déjà indiqué, à propos des Pipéracées, que l'albumen était presque uniquement un appareil digestif servant à absorber les réserves contenues dans les cellules du périsperme, en vue de l'alimentation de l'embryon. Nous avons, pour notre part, tenté de mettre en évidence le rôle que pouvait jouer, pendant la séminogenèse, la teneur variable en eau au niveau des différents tissus ([7]).

(*) Séance du 28 octobre 1957.

([1]) *Bot. Mag. Tokyo*, 22, 1908, p. 141-144.

([2]) *Die Zytologie der Blütenpflanzen*, Stuttgart, 1926.

([3]) *Vergleichende Embryologie der Angiospermen*, Berlin, 1931.

([4]) *Ak. Abhandlung Stockholm*, 1915.

([5]) P. Crété, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1331.

([6]) *Bull. Torr. Bot. Club.*, 27, 1900, p. 365-372; *Bot. Gaz.*, 34, 1902, p. 321-340.

([7]) C'est grâce à MM. Jean Hamel, du Muséum de Paris et René Nozeran, de la Faculté des Sciences de Montpellier, que nous avons pu réunir l'abondant matériel qu'ont nécessité nos recherches.

(*Laboratoire de Botanique générale de la Faculté de Pharmacie de Paris.*)

GÉOGRAPHIE BOTANIQUE. — *Présence d'une flore orophile résiduelle sur les sommets de l'Émi Koussi (Massif du Tibesti, Sahara).* Note (*) de M. **Pierre Quezel**, transmise par M. Louis Emberger.

Nous avons eu l'occasion, pendant l'automne 1956, à la faveur d'une mission au Tibesti de l'Institut de Recherches Sahariennes de l'Université d'Alger, de passer en particulier une quinzaine de jours sur l'Émi Koussi, vaste volcan, culminant à 3 415 m environ, situé sur la lisière méridionale du massif, déjà parcouru par Tilho et Th. Monod, qui eurent l'occasion d'y effectuer de nombreuses récoltes botaniques. Grâce au temps dont nous disposions, nous avons pu envisager une étude assez approfondie de la flore et de la végétation de ce sommet, et explorer en particulier nombre de stations refuges : gorges étroites, bord de gueltas, lappiaz volcaniques surtout, qui se sont révélés héberger une flore résiduelle des plus remarquables. Nous ne parlerons ici que de la zone culminale, située au-dessus de 2 800 m, occupée presque totalement par une steppe plus ou moins dense à *Artemisia Tilhoana* Nob. (*A. abyssinica* Schultz Bip., *in* Maire et Monod, *Étude sur la Flore et la végétation du Tibesti*, Mém. I.F.A.N., Dakar, 1950) et *Ephedra Tilhoana* Maire dont le recouvrement varie, suivant l'exposition et la nature du substrat, entre 30 et 100 %.

Par contre, dans les stations refuges sus-citées, la végétation est bien différente; les espèces qui y sont étroitement localisées se sont révélées

extrêmement remarquables, tant par l'intérêt que présente leur découverte, que par l'extrême hétérogénéité de leur valeur biogéographique. Y figurent, en effet, en particulier, d'indiscutables vestiges d'une flore orophile étroitement liée à la flore actuelle atlasique. Ce sont : *Luzula atlantica* Braun-Blanquet, dans une sous-espèce endémique ssp. *tibestica* Nob. (le type de l'espèce n'était encore connu que du massif du Toubkal, dans le Haut-Atlas marocain, et du sommet de l'Anti-Atlas), *Campanula filicaulis* DR. var. *tibestica* Nob., variété locale de cette espèce largement répartie sur les Atlas et les Hauts plateaux Nord-Africains, *Erodium oreophilum* Nob., dont les affinités avec *Erodium montanum* Coss. du Haut-Atlas sont évidentes.

D'autres espèces accusent des affinités nettement « septentrionales ». Tel est le cas, en particulier, pour *Eragrostis Kohorica* Nob., très probablement issu de *E. papposa* (Duf.) Steud., et pour quelques Ptéridophytes [1] : *Asplenium Adiantum nigrum* L., déjà récolté au Toussidé par Th. Monod, *Cystopteris fragilis* Bernh., *Notholæna vellea* Dev. et *Asplenium Quezeli* Tardieu-Blot, minuscule espèce dont les affinités doivent être recherchées avec *Asplenium lepidum* Presl., espèce des montagnes de l'Europe Centrale. Il n'est d'ailleurs pas sans intérêt de rappeler que quelques espèces mieux connues et plus largement répandues sur les sommets de ce massif offrent une signification biogéographique analogue : *Artemisia Tilhoana* doit être considéré comme le vicariant local de *A. alba* Turra, *Ephedra Tilhoana* de *E. distachya* L., *Stipa tibestica* Maire de *S. parviflora* Desf., *Lotus tibesticus* Maire de *L. marocanus* Ball. Enfin, et c'est là sans doute le point le plus remarquable, quelques vestiges indiscutables d'une flore orophile africaine sont également étroitement localisés dans les stations refuges des sommets de l'Émi Koussi. Il s'agit, en particulier, de *Helichrysum Monodianum* Nob., magnifique plante, voisine de *H. fœtidum* Cass., espèce assez largement répandue sur les montagnes de l'Afrique intertropicale, de *Dichrocephala tibestica* Nov., affine, mais bien distinct, de *D. chrysanthemifolia* DC., signalé, en particulier, aux Indes, et en Afrique, sur les montagnes de Madagascar, d'Abyssinie, le Dj. Mara et le Mont Cameroun, de *Silene Mirei* Chevassut et Quézel, vicariant de *S. flammulfæolia* Steud. des montagnes bordant le golfe d'Aden, de *Nepeta tibestica* Maire et *N. Mirei* Nob., qui présentent de grandes affinités avec plusieurs espèces du Mont Cameroun et d'Abyssinie. Chez les Ptériophytes il convient de signaler ici *Asplenium æthiopicum* (Burm.) Bech. et *Negripteris Quezeli* Tardieu-Blot.

Par son altitude, l'importance de ses stations refuges, l'Émi Koussi paraît donc avoir joué, plus que tout autre massif montagneux saharien, un rôle important dans la conservation des flores orophiles qui se sont succédées depuis la fin du Quaternaire. Certes, seules quelques espèces

ont pu subsister; le maintien de quelques-unes tenant d'ailleurs presque du miracle; c'est ainsi qu'en une semaine d'exploration, nous n'avons vu que deux pieds d'*Asplenium Quezeli*, et moins d'une dizaine de *Luzula atlantica* ssp. *tibestica* et *Dichrocephala tibestica*. Leur présence n'en est pas moins significative. Si l'on considère qu'il s'agit à peu près exclusivement de types endémiques ayant souvent atteint, même chez les Ptéridophytes, l'échelon spécifique, et dont l'isolement sur le massif est certainement ancien, les quelques conclusions ci-dessous s'imposent à l'esprit :

1° Les influences septentrionales et plus spécialement atlasiques ont atteint, sans doute à la faveur des phases humides du Quaternaire, les sommets du Tibesti. L'étude entomologique de ce sommet confirme d'ailleurs cette opinion. A la suite des résultats auxquels nous ont amené l'étude palynologique de quelques paléosols sahariens (²), cette constatation n'est d'ailleurs pas faite pour étonner.

2° Les influences oro-africaines et montagnardes africaines y sont également parvenues et s'y sont sans doute maintenues, peut-être depuis le Tertiaire, comme semble l'indiquer l'aire de distribution du genre *Dichrocephala*, peut-être depuis des phases pluviales quaternaires de rythme tropical.

3° De toute façon, il paraît hautement improbable que le Tibesti en général, et l'Émi Koussi en particulier, ait connu, et ce, durant tout le Quaternaire, des phases de désertification plus intense que celle qu'il subit à l'heure actuelle, et qui a amené à l'extrême limite de leur maintien, la majeure partie de la flore orophile résiduelle qui s'y rencontre encore.

(*) Séance du 28 octobre 1957.

(¹) Étudiées par Mme Tardieu-Blot.

(²) PONS et QUÉZEL, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1656.

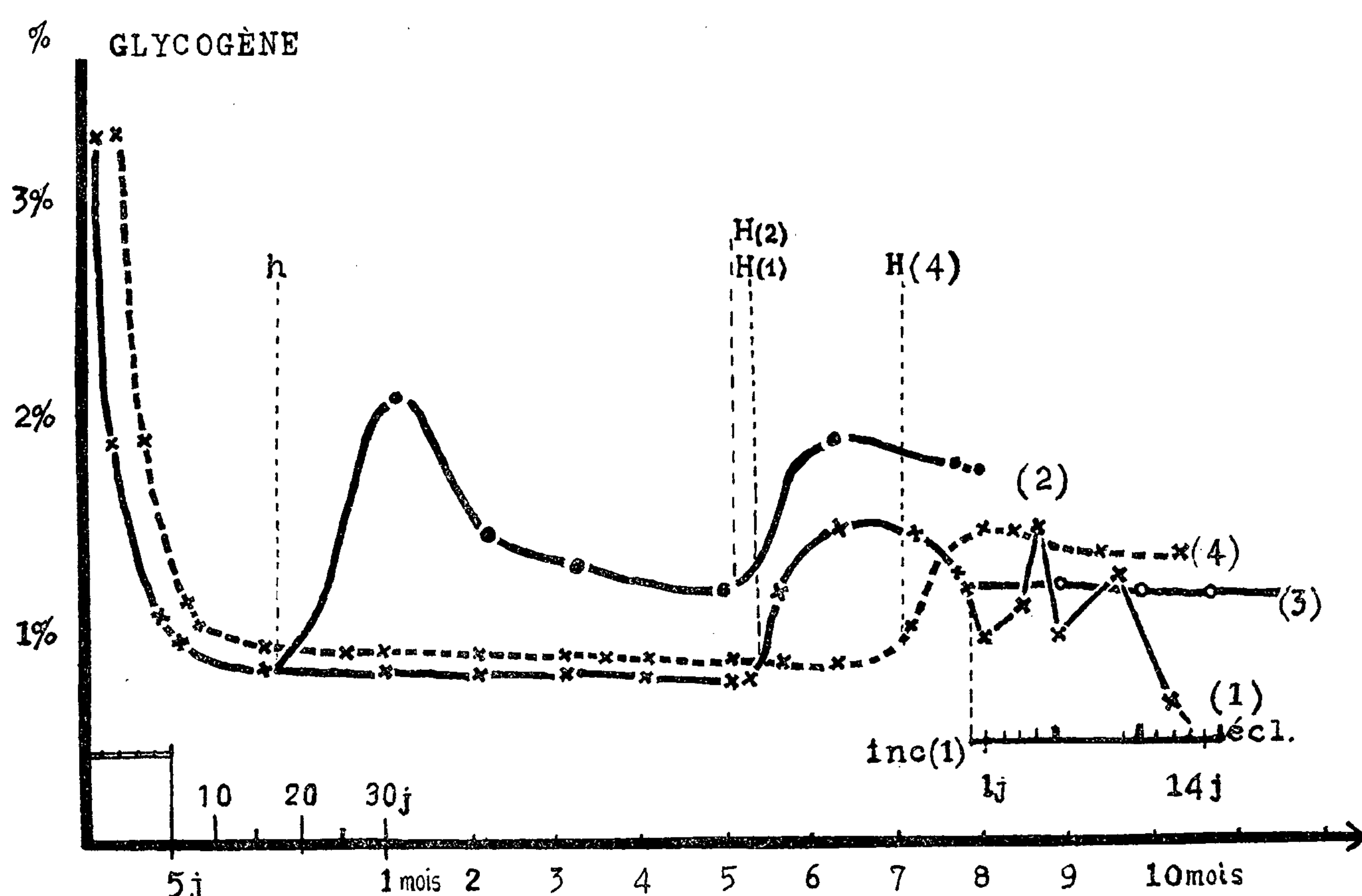
EMBRYOLOGIE. — *Les variations du glycogène pendant la vie embryonnaire de* Bombyx mori. Note (*) de M. **CLAUDE MOULINIER**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Les recherches de Conte et Vaney (1910-1911) avaient montré que la quantité de glycogène contenue dans les œufs de *Bombyx mori* varie considérablement pendant les 9 ou 10 mois séparant la ponte (début de l'été), de l'éclosion (printemps suivant). Celles de Pigorini (in Tirelli, 1931), concernaient les variations du glycogène pendant l'incubation. Ces auteurs firent des analyses sur des œufs en vrac. Grâce à une méthode plus sensible (Folin et Wu, avec quelques adaptations personnelles), nous avons pu obtenir, pour chaque ponte, 25 à 30 données analytiques convenablement échelonnées.

On peut établir ainsi une correspondance plus précise entre les variations du glycogène et les phénomènes importants qui se succèdent à l'abri de l'œuf, conservé dans les conditions habituelles de la pratique séricicole : début puis suspension (dite diapause) de l'embryogenèse, pendant l'été, l'automne et l'hiver; reprise du développement et achèvement de l'embryogenèse au printemps.

Nous avons aussi recherché les variations du glycogène sur des pontes ayant subi artificiellement, et parfois à contre saison, des séjours à la chaleur (estivage) et des séjours au froid (hivernage), d'une durée anormale.

Dans la présente Note est rapportée une première série de résultats fournis par des pontes de la race univoltine *Gubbio*, ayant estivé pendant 4 à 9 mois à $+22^{\circ}+24^{\circ}$, hiverné pendant 3 à 7 mois à $+6^{\circ}+7^{\circ}$ et ayant incubé à $+24^{\circ}$; et aussi par quelques pontes de la race bivoltine *Awoi jku*. Les poids de glycogène décelé sont donnés en pourcentage du poids initial de l'œuf.



Exemples de variations du glycogène dans des lots d'œufs monovoltins diversement traités. Ponte : 56-19.
(1) Conditions habituelles d'estivage et d'hivernage. (2) Choc thermique à $+6^{\circ}$ en *h*. (3) Hivernage prolongé sans incubation. Ponte : 56-18. (4) Estivage prolongé sans incubation. *H*(1)-*H*(2)-*H*(4) Époques de mise en hivernage. *inc* (1) : époque de mise en incubation du lot (1). *écl.* (1) : époque de l'éclosion du lot (1).
Les échelles des temps, pour les premiers jours et pour l'incubation, sont différentes de l'échelle générale, et sont indiquées sous les portions correspondantes des courbes.

RÉSULTATS. — 1° *Cas général.* — Le taux du glycogène, qui, lors de la ponte atteint 3,5 % environ, diminue brutalement dans les cinq premiers jours

suivants, pour tomber aux abords de 0,90 % ; il continue à diminuer plus lentement mais régulièrement, pendant l'estivation, jusqu'à 0,75 % et reste alors presque constant (aux environs de 0,75 %) jusqu'à l'hivernage. Dans les cinq jours qui suivent la mise en hivernage à + 6° C, le taux du glycogène augmente de nouveau assez brutalement (jusqu'à 1,2 %). Un mois après environ, il atteint 1,5 %, puis diminue lentement jusqu'à la mise en incubation. Celle-ci se traduit par une nouvelle chute du glycogène (jusqu'à 0,95 %) elle-même suivie de deux nouveaux clochers, le premier à 1,45 % vers le 4ᵉ ou 5ᵉ jour qui suit la mise en incubation, le second à 1,30 % vers le 8ᵉ ou 9ᵉ jour. Enfin le taux diminue de nouveau à partir du 10ᵉ jour jusqu'à 0,60 % au moment de l'éclosion (13ᵉ-15ᵉ jour).

2° *Cas spéciaux.* — Si les œufs sont laissés en hivernage prolongé (nous avons réalisé des durées d'hivernage de 10 à 20 mois), il s'établit, après le clocher provoqué par l'action du froid, une chute lente du glycogène, identique à celle des œufs traités comme dans le cas général, puis un plateau aux environs de 1,20 %.

D'autre part, selon la précocité de l'hivernage, donc selon la durée de l'estivage (normalement : 4 à 5 mois), la chute du glycogène, avant l'incubation, est plus ou moins nette : à des estivages longs (hivernages tardifs) correspond une chute du glycogène moins marquée.

Nous avons aussi soumis à un choc thermique précoce, d'une durée de 1 à 2 jours à + 6°, des œufs âgés de 18 à 20 jours; il en a résulté une brusque augmentation du glycogène dans les jours qui suivirent le choc thermique. Ces œufs « choqués » ont donné des courbes ayant même physionomie que la courbe type, mais avec des valeurs de glycogène plus élevées.

Remarque. — L'étude des œufs à développement immédiat (races bivoltines) a été commencée; d'après les premières données obtenues le glycogène de tels œufs a, lors de la ponte, une valeur plus faible que dans les œufs univoltins au même moment : la chute qui se produit aussitôt après semble pouvoir se raccorder avec les oscillations qui s'observent dans l'œuf univoltin incubé après l'hivernage.

En résumé. — En 4 à 5 jours, depuis la ponte jusqu'à l'installation de la diapause qui arrête le développement de l'embryon, le glycogène baisse très fortement, puis diminue très peu pendant les mois d'estivage. Une chute brusque de la température (hivernage ou choc thermique précoce) provoque, les jours suivants, une augmentation du glycogène qui diminue ensuite lentement et d'autant moins que l'estivage a duré plus longtemps.

D'autre part, si l'hivernage est prolongé, le glycogène, après avoir diminué, se stabilise. Sous l'influence de la chaleur (incubation), la reprise du développement et la formation de la chenille se traduisent par des oscillations particulières du glycogène : chute initiale, puis remontée vers le 5ᵉ jour,

nouvelle diminution et nouvelle remontée vers le 8e ou 9e jour, avant la diminution finale.

(*) Séance du 28 octobre 1957.

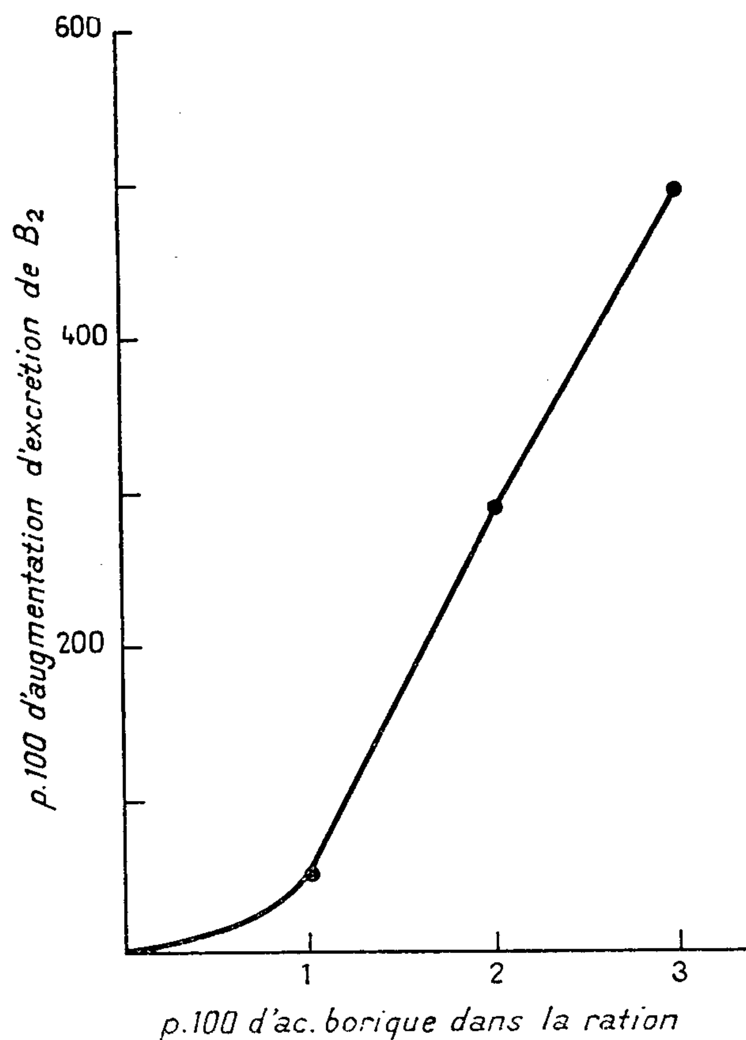
NUTRITION. — *Mise en évidence chez le Rat de l'antagonisme existant entre le bore et le riboflavine.* Note (*) de M. **Jean Adrian** (1), présentée par M. Maurice Lemoigne.

L'ingestion de bore conduit à une excrétion urinaire de riboflavine notablement accrue et proportionnelle à la quantité de bore administrée. Parallèlement, on observe une diminution des réserves de cette vitamine dans le foie. Les deux phénomènes sont différents des effets généraux du bore sur le taux d'ingestion et le poids vif.

Dans une Note précédente (2) nous avons mis en évidence l'existence d'un antagonisme entre le bore et la riboflavine : dans une culture de Lactobacilles l'inhibition provoquée par le bore est levée par une surcharge en riboflavine, alors que les autres vitamines B demeurent sans effet.

Cette interrelation se retrouve-t-elle chez l'animal supérieur, et le bore augmente-t-il le besoin en riboflavine ? Telle est la question que nous nous sommes posée.

Nous avons donné à des Rats blancs une ration complète et équilibrée,



Pourcentage d'augmentation d'excrétion urinaire de riboflavine, sous l'influence de doses variables d'acide borique (ou de borax) dans la ration du Rat (moyenne des deux premières périodes dans les expériences à 2 ou 3% de bore).

où les besoins en vitamine B_2 étaient couverts sans excès, et à laquelle on ajoute des doses variables d'acide borique ou de borax. L'ingestion de bore provoque une réduction du taux des ingérés (diminution de 50 % pour un taux de 3 % d'acide borique dans la ration) et entraîne un arrêt de la croissance ou même une chute de poids.

On recueille les urines de ces animaux; elles sont traitées à l'autoclave en milieu acide puis neutralisées et filtrées. La vitamine B_2 est dosée microbiologiquement selon la méthode de E. E. Snell et F. M. Strong [3]. On rectifie, au besoin, l'influence du bore, contenu dans l'urine, sur la croissance de *L. casei*.

Les résultats des bilans urinaires de riboflavine figurent dans le tableau I.

TABLEAU I.

Augmentation de l'excrétion urinaire de riboflavine sous l'influence du bore.

Pour 100 d'acide borique dans la ration.	Lot.	B_2 (en µg) ingérée.	excrétée.	pour 100 de l'ingérée retrouvé dans l'urine.	pour 100 de l'augmentation de l'excrétion.
0,25	Témoin	562	320	57,0	–
	Acide borique	555	375	67,5	+ 18
	Borax	447	302	67,5	+ 18
1,0	Témoin	92	54	58,5	–
	Acide borique	64,5	61,5	95,0	+ 62
2,0	Témoin	287	67,5	23,5	–
	Borax	153,5	124	80,5	+242
3,0	Témoin	310	129	41,5	–
	Acide borique	152,5	247,5	162,0	+290

On voit que sous l'effet de l'acide borique l'excrétion urinaire de la riboflavine est toujours accrue malgré une diminution du taux des ingérés et la diminution concomitante d'apport en riboflavine.

L'accroissement de l'excrétion semble être proportionnel à la quantité de bore dans la ration (*fig.* 1).

On peut se demander si cet accroissement de l'excrétion de la vitamine B_2 correspond réellement à une déficience vitaminique créée par le bore. Nous avons donc sacrifié les animaux recevant 2 % de borax ou 3 % d'acide borique et dosé le taux des réserves hépatiques en riboflavine. Les résultats sont rapportés dans le tableau II.

Deux conclusions en ressortent :

a. En valeur absolue, les réserves totales du foie en vitamine B_2 sont très amoindries chez les animaux recevant du bore; mais cette diminution est principalement imputable aux différences des masses hépatiques;

b. Néanmoins, le taux de riboflavine par gramme de foie est significativement plus bas chez les rats consommant du bore que chez les témoins.

TABLEAU II.

Teneur du foie en riboflavine.

	Poids		Teneur en B_2 (en µg)		
				par gramme de foie	
Lot.	des animaux (g).	du foie (g).	foie entier.	moyenne.	extrêmes.
Témoin	200,0	7,20	151,0	21,0	23,1-17,7
2 % borax	102,5	4,30	74,0	17,2	20,3-14,3
Diff. (%)	— 48,5	—40,0	— 51,0	—18,0	—
Témoin	233,5	7,05	219,0	31,1	31,5-30,4
3 % acide borique	127,5	3,86	97,5	25,2	29,4-19,3
Diff. (%)	— 45,5	—48,5	— 55,5	—19,0	—

Il est donc permis de conclure que le bore exerce une action antagoniste de la riboflavine, aussi bien chez le Rat que sur le Lactobacille. Cette interrelation semble spécifique, car l'administration de bore ne modifie pas sensiblement l'excrétion de niacine au moment où celle de riboflavine double ou triple presque,

Ces observations sont à rapprocher du fait que le bore et la riboflavine forment un complexe et qu'ainsi ce métalloïde peut inhiber la xanthine oxydase.

(*) Séance du 21 octobre 1957.

([1]) Avec la collaboration technique de Mme Colette Bertin.

([2]) J. ADRIAN, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 2183.

([3]) *Anal. Ed.*, **11**, 1939, p. 346-350.

(*Laboratoire de Biochimie de la nutrition du C. N. R. S., Bellevue, Seine-et-Oise.*)

BIOLOGIE. — *Sur la sexualité du Téléostéen* Coris julis (*L.*).

Note (*) de M. **RUDOLF REINBOTH**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Les études sur la sexualité des représentants méditerranéens du genre *Coris* ont révélé l'existence de deux types de ♂♂ : un ♂ multicolore et un ♂ ordinaire. Le ♂ multicolore se réalise par une inversion sexuelle des vieilles ♀♀. Le ♂ ordinaire peut être transformé en ♂ multicolore par l'injection d'hormone sexuelle mâle. Les faits apportés résolvent d'une manière nouvelle les problèmes posés dans la littérature taxinomique.

La systématique du genre *Coris* (Labridæ) est riche en indications contradictoires. De nombreux auteurs considèrent *Coris julis* (L.) et *Coris giofredi* Risso comme espèces distinctes ([1]), ([2]) alors que pour la

majorité des systématiciens modernes *C. giofredi* n'est qu'un synonyme pour la femelle de *C. julis* ([3]), ([4]); ainsi un dimorphisme sexuel extrêmement marqué a pu conduire à la conception erronée de deux espèces séparées. Puisque ni l'une ni l'autre de ces interprétations n'a pu être soutenue définitivement, il m'a paru intéressant de reprendre le problème. La présente étude s'intègre dans un travail général sur la physiologie sexuelle chez les Poissons.

Taille (mm).	Nombre des femelles.	mâles ordinaires.	mâles multi-colores.	individus inter-médiaires.	Total.
80- 99	3	3	–	–	6
100-119	17	13	–	–	30
120-139	35	5	4	8	52
140-159	9	1	21	6	37
160-179	–	–	8	–	8
TOTAL	64	22	33	14	133

Dans un total de 133 individus du genre *Coris* dont j'ai examiné le sexe, j'ai trouvé 55 mâles et 64 femelles (*voir* tableau). Le cas de 14 individus intermédiaires sera discuté plus tard. Les mâles se répartissent en deux groupes nettement distincts : les uns (22) se confondent, d'après leurs caractères extérieurs, avec les femelles. Suivant les indications de E. Moreau ([2]), ces animaux devraient être considérés comme *C. giofredi*. Les autres (33) se distinguent par les caractères suivants : prolongement des premiers rayons de la nageoire dorsale, tache bleue-noirâtre entourée d'une zone rouge sur le deuxième et le troisième, plus rarement aussi le quatrième espace intraradiaire de la nageoire dorsale, une bande orangée dentelée des deux côtés s'étalant de l'opercule au tronçon de la queue; sous cette bande, partant de l'épaule, une tache bleue-noirâtre allongée, qui se termine au-dessus de la naissance de la nageoire anale. D'après E. Moreau ([2]), ces caractères sont les caractères spécifiques de *C. julis*; d'après R. M. Albuquerque ([3]) et Lozano ([4]), ils constituent simplement les caractères secondaires des mâles de la même espèce. Je désigne pour le moment le mâle qui ressemble par ses couleurs à la femelle comme mâle ordinaire, alors que je donne le nom de mâle multicolore à l'animal caractérisé par ses couleurs variées et vives.

Quelques observations suggèrent que le mâle ordinaire et le mâle multicolore ne peuvent pas être les mâles de deux espèces distinctes, mais qu'ils représentent deux types morphologiquement séparés d'une seule espèce. Cette supposition est confirmée par l'expérience suivante :

Cinq animaux ont reçu 5 mg, cinq autres 2,5 mg de propionate de

testostérone en suspension de microcristaux (Ciba) par voie intramusculaire. Après 13 jours tous les animaux ainsi traités — mâles ou femelles — ont tous montré les caractères des mâles multicolores. La quantité de l'hormone administrée n'a pas produit de différence visible. Les premiers rayons de la nageoire dorsale étaient à peine allongés après trois semaines; après 50 jours cependant, dans trois cas ils avaient poussé de plus de 30 %. Les animaux de contrôle n'ont subi aucune modification. L'injection de monobenzoate d'œstradiol n'a pas d'effet sur la coloration.

Deux autres séries d'expériences confirment ces résultats. Les testicules des deux types de mâles sont fonctionnels, comme le prouvent des expériences de fertilisation artificielle. Les caractères particuliers ne peuvent donc pas être attribués à un caractère sexuel secondaire. Les différences morphologiques doivent être considérées comme l'indice d'une différence physiologique. Il est intéressant de remarquer que tous les mâles multicolores que j'ai examinés dépassaient 130 mm de longueur totale. D'autres auteurs confirment n'avoir trouvé que de grands exemplaires parmi les mâles multicolores ([5]). Nous pouvons en déduire que, soit de vieux mâles, soit de vieilles femelles se transforment en mâles multicolores. Dans ce dernier cas, on devrait trouver des stades hermaphrodites. Alors que de Stefani ([6]), qui fait la distinction entre *C. julis* et *C. giofredi*, n'a jamais trouvé de signes d'hermaphrodisme chez ces animaux, j'ai vu plusieurs individus dont les gonades étaient en train de se transformer d'un ovaire en un testicule et dont les couleurs étaient celles d'un stade intermédiaire entre un individu de coloration simple et un mâle multicolore. La transformation des caractères extérieurs peut précéder la transformation de la gonade femelle en testicule. Ces formes intermédiaires, dont la gonade montre encore un caractère uniquement femelle, ont conduit probablement à la conception erronée des deux espèces de *Coris* en Méditerranée. J'observe en ce moment l'inversion sexuelle de quelques femelles vivantes, en aquarium.

Les particularités de la sexualité chez *C. julis* nous rappellent l'inversion sexuelle bien connue chez les Cyprinodontes. *C. julis* se distingue cependant de ces derniers par le fait que les mâles multicolores considérés comme des femelles transformées, révèlent un certain nombre de caractères qui sont absents chez les mâles ordinaires et les femelles. Il paraît, en plus, fort douteux que l'inversion sexuelle chez *Xiphophorus helleri*, par exemple, se produise également sous des conditions naturelles ([7]), alors qu'elle doit être considérée comme étant la règle chez *C. julis*.

(*) Séance du 28 octobre 1957.

([1]) S. Lo Bianco, *Mitt. zool. Stat. Neapel*, **19**, 1909, p. 513-761.

([2]) *Poissons de la France*, 3, Paris, 1881, 697 pages.

(3) *Portug. Acta biol.*, série B, 5, 1954-1956, p. 1-1158.
(4) L. LOZANO REY, *Mem. R. Acad. Cienc. nat.*, 14, 1952, p. 1-703.
(5) D. VINCIGUERRA, *Ann. Mus. Stor. nat. Genova*, 18, 1883, p. 465-590.
(6) *Atti Ist. Ven. Sc.*, 113, 1955, p. 210-214.
(7) H. H. VALLOWE, *Biol. Bull. Wood's Hole*, 112, 1957, p. 422-429.

(*Laboratoire Arago, Banyuls-sur-Mer, Pyrénées-Orientales.*)

BIOLOGIE. — *Déterminisme des phénomènes d'intersexualité chez* Orchestia gammarella. *Premiers résultats.* Note de Mme **HÉLÈNE CHARNIAUX-COTTON**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

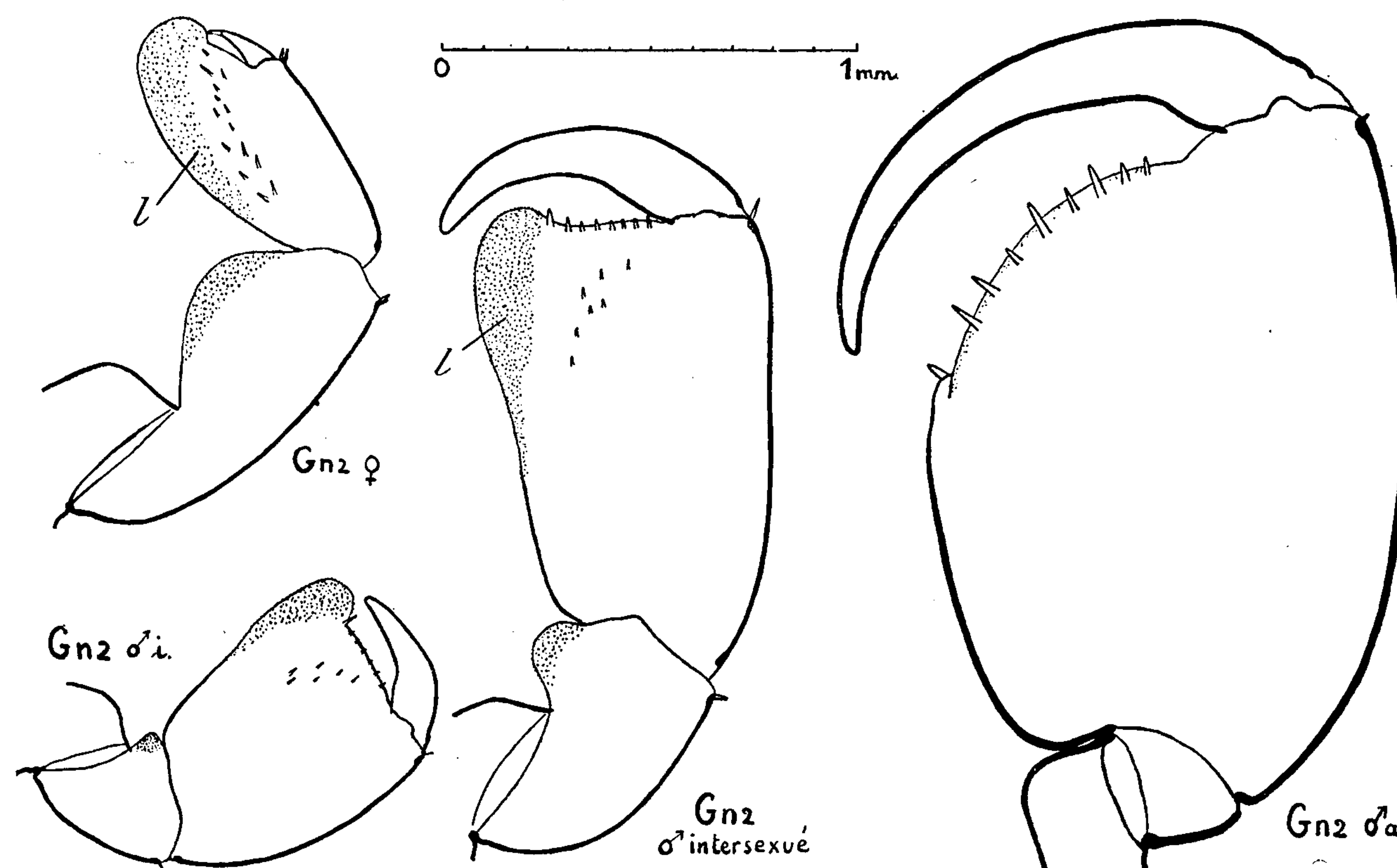
Certains ♂ d'*Orchestia gammarella* présentent une morphologie externe intersexuée : présence d'oostégites, forme anormale des pinces. Des recherches expérimentales ont montré que leurs glandes androgènes sont responsables de ces phénomènes d'intersexualité.

Chez le Crustacé d'Amphipode *Orchestia gammarella* les phénomènes d'intersexualité (1) se rencontrent que chez les ♂, avec une fréquence de quelques pour-mille dans une population du bord de la Penzé (près de Roscoff), la fréquence s'élève exceptionnellement à près de 10 %. Je rappellerai brièvement les modalités de cette intersexualité et tout d'abord celles du dimorphisme sexuel normal (2).

De l'éclosion à la 4e mue, la morphologie externe et les gonades sont identiques dans les deux sexes. A partir de la 4e mue, l'ébauche génitale se différencie en appareil reproducteur ♂ ou ♀. La 5e ou la 6e mue est celle de la première différenciation morphologique externe du sexe : chez le ♂ apparaissent les pénis qui signalent l'achèvement des canaux déférents; la ♀ acquiert quatre paires d'oostégites, situés sur les coxopodites des 2e gnathopodes (Gn^2) et des trois paires de péréiopodes suivantes (p^3, p^4, p^5). C'est à partir de cette mue que la croissance de Gn^2 change d'allure chez le ♂, tandis qu'elle reste sensiblement la même chez la ♀. La pince du ♂ acquiert la forme adulte (forme *a*) après être passée par plusieurs formes « intermédiaires »; la pince ♀ garde une forme semblable à la forme indifférenciée (voir *figure*).

Les phénomènes d'intersexualité observés chez certains ♂ d'*O. g.* ne concernent que la morphologie externe, l'appareil génital étant toujours normal. Ces ♂ possèdent quatre paires d'oostégites; d'autre part, la croissance et la forme de leurs gnathopodes sont anormales. Les Gn^2 gardent, en effet, chacune des formes «intermédiaires» durant plusieurs intermues au lieu d'un intermue comme chez les ♂ normaux, si bien que les mâles intersexués dépassent la taille où est acquise normalement la forme *a* en présentant des pinces de forme « intermédiaires ». Ces dernières ont évidemment

des dimensions supérieures à celles qu'elles acquièrent au cours d'une croissance normale et leur forme devient plus ou moins aberrante ([3]). Cependant, après un nombre d'intermues, variable avec les individus, les Gn^2 finissent par présenter la forme *a*. Quant aux oostégites, apparus en même temps que les pénis (5e ou 6e mue), ils persistent toute la vie.



Deuxième gnathopode d'*Orchestia gammarella*.

*Gn*² ♀ : forme du gnathopode chez les femelles; le gnathopode d'un individu encore indifférencié a une forme semblable mais évidemment plus petite. *Gn*² ♂ *a* : forme adulte (définitive) du gnathopode chez les mâles. *Gn*² ♂ *i* : une des formes intermédiaires présentées par le gnathopode d'un mâle au cours de son évolution de la forme indifférenciée vers la forme adulte. *Gn*² ♂ *intersexué* : forme du gnathopode d'un mâle intersexué de même taille que celui auquel appartient le Gn² ♂ *a*. *l* : lobe à ornementation épicuticulaire du propodite.

Un ensemble de résultats expérimentaux ([2]), ([4]), ([5]) a permis de comprendre le déterminisme de la différenciation sexuelle chez *O. g.* Celle des caractères mâles, tant primaires que secondaires, est contrôlée par les glandes androgènes accolées à la région subterminale des canaux déférents. Chez la ♀, c'est l'ovaire qui est responsable de la différenciation du caractère sexuel permanent (présence des oostégites) et de celle du caractère temporaire lié à l'incubation (présence des soies ovigères). La connaissance de ces mécanismes ne permet pas d'expliquer les faits d'intersexualité; en particulier, l'existence d'oostégites chez des mâles dont la gonade ne présente à aucun moment une structure ovarienne est surprenante. Une action anormale des glandes androgènes peut être envisagée; cette hypothèse a conduit aux expériences suivantes.

Cinq mâles normaux à gnathopodes de forme *a* ont reçu chacun, au début d'un intermue, une glande androgène prélevée sur un mâle intersexué à pinces « intermédiaires ». A la 2[e] mue post-opératoire les *hôtes présentent des oostégites :* chez deux individus, les oostégites sont en nombre normal; chez deux autres, ils n'existent que sur les p^3 et p^4 ; enfin, un ♂ ne présente d'oostégites que sur les p^4. A la mue suivante, chez quatre opérés, *les pinces ont acquis une forme « intermédiaire »*; les gnathopodes du ♂ à une seule paire d'oostégites sont restés de forme normale.

L'ablation totale des glandes androgènes a été réalisée chez 3 ♂ intersexués; les gnathopodes, après amputation, ont régénéré avec une forme indifférenciée, comme chez les ♂ normaux.

Enfin des expériences de contrôle ont été faites : des glandes androgènes de ♂ normaux implantés dans des ♂ normaux ne provoquent aucune modification ; il en est de même si elles sont placées dans des ♂ intersexués.

Ces résultats expérimentaux permettent de conclure que les phénomènes d'intersexualité présentés par certains Orchestia gammarella *sont déterminés par l'action de leurs glandes androgènes.* Ainsi ces glandes sont capables de contrôler la différenciation normale des testicules et en même temps d'induire la formation d'oostégites. Leur action sur les gnathopodes est également paradoxale. En effet, les expériences d'implantation ont montré qu'elle détermine chez un ♂ normal l'apparition du lobe antérodistal à ornementation épituticulaire du propodite (voir *figure*); or l'hormone androgène a normalement une action inhibitrice sur ce lobe.

Nous avons vu que les gnathopodes des mâles intersexués finissent par acquérir la forme *a*. De même, en ce qui concerne les intersexués expérimentaux, la forme intermédiaire des gnathopodes n'a persisté que trois et quatre intermues chez les 2 ♂ à quatre paires d'oostégites, une ou deux intermues chez les 2 ♂ à deux paires d'oostégites. D'autre part, une série d'expériences a montré que les glandes androgènes des ♂ intersexués dont les gnathopodes ont acquis la forme *a* sont sans effet sur les ♂ normaux. Ainsi, les glandes androgènes des intersexués perdent plus ou moins rapidement leurs propriétés paradoxales et se comportent ensuite comme celles des ♂ normaux.

L'anatomie microscopique des glandes androgènes des ♂ intersexués, à pinces intermédiaires ou adultes, ne montre aucune différence avec celle des glandes normales.

(1) 72[e] *Session de l'A. F. A. S., Congrès de Luxembourg*, 1953, p. 447-449.

(2) *Ann. Sc. Nat.*, **19**, 1957, p. 395-560.

(3) Les points figuratifs des dimensions relatives du propodite et du carpopodite du

gnathopode des ♂ intersexués ne se placent pas sur les courbes de croissance ♂. Ce problème n'est pas envisagé dans cette Note.

(4) *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 780.

(5) *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1487.

(*Laboratoire de Génétique évolutive et de Biométrie du C. N. R. S., Gif-sur-Yvette, Seine-et-Oise.*)

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Source de l'histogenèse dans la régénération caudale de l'Annélide* Nereis massiliensis *Moquin-Tandon*. Note de Mme **Solange Sicard-Bruslé**, présentée par M. Maurice Caullery.

J'ai étudié l'histologie des premiers stades de la régénération caudale de *Nereis massiliensis* consécutive à une autotomie régulière (1), en définissant ces stades d'après leur aspect macroscopique et en reconstituant à partir de coupes sériées chacun des individus étudiés.

La fermeture de la blessure s'effectue rapidement par un affrontement entre l'épiderme et l'endoderme rétablissant un anus fonctionnel; l'extroversion de l'intestin n'étant que temporaire. Exceptionnellement seulement apparaît un bouchon d'éléments mésodermiques, qui est d'ailleurs ensuite partiellement éliminé.

Le premier indice de la régénération se manifeste entre 24 et 48 h (à 18°) après l'autotomie par l'apparition d'un bourrelet aplati et transparent, plus large du côté ventral que du côté dorsal, entourant l'anus néoformé. Sur coupes, ce bourrelet apparaît constitué par une plaque massive de grosses cellules à cytoplasme extrêmement basophile, à noyaux volumineux munis chacun d'un gros nucléole et souvent disposés sur plusieurs couches. Au bord externe du bourrelet, ces éléments d' « aspect néoblastique » sont en continuité avec l'épiderme ancien et la même cuticule recouvre les deux tissus. Sur la ligne médiane ventrale, là où le bourrelet offre sa largeur maxima, il est, par son bord externe, en connexion étroite avec la chaîne nerveuse sectionnée.

Les éléments du bourrelet sont nettement distincts des éléments mésodermiques sous-jacents, d'ailleurs peu abondants et fort peu basophiles. Aucun intermédiaire ne s'observe entre les cellules du bourrelet et les cellules mésodermiques.

Il est clair que les éléments du bourrelet ne sont que des cellules épidermiques ayant subi une transformation qu'on peut qualifier d' « activation » et comportant une dédifférenciation suivie d'une hypertrophie accompagnée d'une accumulation d'acides ribonucléiques cytoplasmiques, prélude de leur activité mitotique et morphogénétique. Cette transformation est comparable à celle que subissent les « néoblastes » mésodermiques des

Oligochètes, mais elle intéresse ici des éléments ectodermiques, dont la destinée demeure d'ailleurs purement ectodermique.

A un stade plus avancé, trois ou quatre jours après l'autotomie, alors que les urites du nouveau pygidium sont déjà individualisés, on observe, en avant de ce pygidium, sous l'épiderme régénéré, au niveau de la ligne médiane ventrale, une première accumulation d'éléments mésodermiques offrant à leur tour un aspect néoblastique. L'étude des stades ultérieurs montre que ces éléments sont la source du mésoderme du régénérat, notamment des dissépiments dans la zone de bourgeonnement de nouveaux segments qui se reconstitue devant le pygidium régénéré. Je n'ai jamais observé, dans les segments éloignés de la section, de « néoblastes mésodermiques » comparables à ceux des Oligochètes.

Quant à l'endoderme ancien, ses éléments montrent, durant les premiers jours, une dédifférenciation, avec acquisition d'une basophilie cytoplasmique avant leur intervention dans la régénération endodermique.

En définitive, chaque feuillet régénéré provient du feuillet ancien correspondant et, si mes résultats sont applicables à *Nereis diversicolor*, ils impliqueraient une interprétation des expériences d'irradiation effectuées par F. Stephan-Dubois [2] différente de celle proposée par cet auteur.

En conclusion, dans la régénération caudale de *Nereis massiliensis*, les éléments anciens de chaque feuillet sont le siège de processus de dédifférenciation et d'activation, mais semblent fournir exclusivement les éléments du feuillet correspondant dans le régénérat. De plus, c'est l'épiderme qui paraît donner le signal de l'activité morphogénétique et celle-ci débute sur la ligne médiane ventrale, au voisinage de la chaîne nerveuse sectionnée.

(1) J. Cresp, *Comptes rendus*, **232**, 1951, p. 890.

(2) *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 1175; *Bull. Soc. Zool. Fr.*. **81**, 1956, p. 199.

GÉNÉTIQUE. — *Deux nouveaux gènes modifiant la pigmentation chez l'Oniscoïde* Porcellio dilatatus *Brandt et leur hybridation*. Note de M. **Jean-Jacques Legrand**, présentée par M. Louis Fage.

A. Gène fauve (f). — Dès représentants de la variété fauve ont été trouvés en 1954 dans la descendance de plusieurs ♀ de *Porcellio dilatatus* recueillies l'année précédente dans une cave de Poitiers et élevées au laboratoire.

Le phénotype de cette variété varie avec l'âge : chez les individus jeunes le corps apparaît crème ou presque blanc, les yeux sont roses, à pigment réparti sur les ommatidies centrales tandis que les périphériques sont incolores; chez les individus adultes la coloration du vertex et des tergites

vire à une teinte fauve uniforme qui correspond d'une part à l'existence d'un réseau très dilué de fins chromatophores brun-violacé et, d'autre part, à la teinte jaunâtre des viscères qui transparaît dorsalement. Les sternites et les appendices, sauf généralement les antennes, sont incolores ou légèrement teintés. Les yeux présentent la même répartition centrale du pigment que chez les jeunes; ils apparaissent violacés par suite d'une plus forte concentration du réseau pigmentaire. Enfin la fécondité des ♀ fauves est plus faible que celle de la race sauvage.

Croisements effectués :

a. Croisement pur. — Le croisement d'un ♂ et d'une ♀ fauves a donné naissance à 64 individus, répartis en cinq portées. Tous, soit 35 ♂ et 29 ♀ étaient du type fauve. Une F 2 a été constituée, elle a donné naissance à 10 individus du même type.

b. Croisement avec la forme sauvage. — Le croisement d'un ♂ normal et d'une ♀ fauve a donné naissance à 78 pulli tous d'aspect normal. Le croisement inverse (♂ fauve × ♀ normale) a donné 62 pulli, tous d'aspect sauvage.

c. Croisement en retour. — Sur 103 individus (55 ♂ et 48 ♀) obtenus par croisement d'un ♂ fauve et d'une ♀ hybride, la répartition suivante a été observée : individus d'aspect sauvage : 55 (28 ♂ et 27 ♀), individus fauves : 48 (26 ♂ et 22 ♀).

d. Croisement entre hybrides. — Le croisement de deux hybrides a donné naissance à 32 pulli répartis en trois portées, avec la proportion suivante : aspect sauvage : 24 (9 ♂, 15 ♀); fauves : 8 (3 ♂, 5 ♀).

Ainsi l'ensemble de ces croisements démontre que le caractère fauve dépend d'un gène autosomique f récessif par rapport à son allèle $+^f$ dont dépend la densité normale de l'ensemble du pigment et la coloration noire des yeux.

B. Gène mosaïque (m). — Des représentants de la variété mosaïque ont été trouvés, mêlés aux individus fauves et normaux, dans la descendance des ♀ poitevines précédemment citées.

Le phénotype de cette variété est caractérisé par une dépigmentation partielle et irrégulièrement répartie des yeux, laissant apparaître sous les ommatidies non pigmentées la coloration jaunâtre des muscles céphaliques. La dépigmentation peut être presque totale, à une ou deux ommatidies près, ou ne porter que sur quelques facettes centrales. Certains individus présentent des yeux pigmentés dans leur moitié antérieure; d'autres enfin offrent une répartition du pigment en forme de T : les ommatidies antérieures sont noires, ainsi que les ommatidies centrales de la moitié postérieure. La fertilité des ♀ est diminuée.

Le phénotype de cette variété semble dépendre à la fois de l'âge de

l'individu et de la température de l'élevage. La dépigmentation apparaît précocement à 22° C; par contre, à la température de 15-18°, les jeunes ont d'abord le phénotype sauvage : tout se passe comme si les ommatidies formées postérieurement à un point de virage (qui correspond à l'entrée en jeu du gène) ne se pigmentaient pas.

Croisements effectués :

a. Croisement pur. — Le croisement d'un ♂ et d'une ♀ mosaïques a donné naissance à 81 individus mosaïques, répartis en quatre portées.

b. Croisement avec la forme sauvage. — Le croisement d'un ♂ mosaïque avec une ♀ sauvage a donné 81 individus d'aspect sauvage, répartis en quatre portées.

c. Croisement en retour. — Sur 76 individus (31 ♂, 45 ♀) répartis en trois portées, obtenus en croisant un ♂ hybride avec une ♀ mosaïque, il a été dénombré : aspect sauvage : 39 (15 ♂, 24 ♀); mosaïques : 37 (16 ♂, 21 ♀).

d. Croisement entre hybrides. — Le croisement de deux hybrides a donné naissance à une portée de 29 pulli (14 ♂, 15 ♀) qui se répartissent ainsi : aspect sauvage : 23 (12 ♂, 11 ♀); mosaïques : 6 (2 ♂, 4 ♀).

Ainsi l'ensemble de ces croisements montre que le caractère mosaïque dépend d'un gène autosomique m récessif par rapport à son allèle $+^{m}$ dont dépend la pigmentation uniforme des yeux.

C. Hybridation fauve-mosaïque. — Certains individus, trouvés parmi les formes sauvages, fauves et mosaïques composant les portées des ♀ poitevines précitées, réunissaient à la fois les caractères fauve et mosaïque. Croisés entre eux ils ont donné naissance à 19 individus du même type répartis sur trois portées. Il s'agissait donc bien d'une nouvelle race stable. Son phénotype est identique au type fauve pour la coloration du corps, par contre les yeux sont fortement dépigmentés à l'exception de quelques ommatidies qui restent noires, ce qui montre que le gène mosaïque l'emporte sur le gène fauve pour conditionner la pigmentation des yeux.

Les deux dernières portées d'une des ♀ génitrices initiales ont été analysées; sur 45 pulli (22 ♂, 21 ♀) il a été dénombré : aspect sauvage : 25 (12 ♂, 13 ♀); fauves : 8 (5 ♂, 3 ♀); mosaïques : 8 (2 ♂, 6 ♀); fauves-mosaïques : 3 (2 ♂, 1 ♀). Ainsi cette ♀ et le ♂ qui l'a fécondée, tous deux d'aspect sauvage, étaient en réalité des dihybrides $+^{f}$ f $+^{m}$ m. Par ailleurs le croisement d'un ♂ fauve-mosaïque avec une ♀ dihybride a donné lieu à la disjonction suivante : sur 31 pulli il a été dénombré : aspect sauvage : 7; fauves : 8; mosaïques : 8; fauves-mosaïques : 8.

Ces résultats démontrent que les deux couples alléliques $+^{f}$ f d'une part, $+^{m}$ m d'autre part, sont portés par des chromosomes différents.

Cette étude porte à cinq le nombre des gènes actuellement connus chez

Porcellio dilatatus (1) et apporte un premier renseignement sur leur localisation chromosomique.

(1) J.-J. Legrand, *Comptes rendus*, 244, 1954, p. 249 et 394.

BIOPHYSIQUE. — *Étude par diffusion de la lumière de l'influence du* pH *sur le degré de polymérisation de la trypsine.* Note (*) de Mlle **Sylvanie Guinand**, présentée par M. Jacques Duclaux.

Étude par diffusion de la lumière de la variation du poids moléculaire de la trypsine en fonction de la concentration, à différents pH. On a mis en évidence la présence d'un dimère dont on a calculé la constante d'équilibre avec le monomère. L'autolyse a été évitée, aux pH où la trypsine est active, en travaillant à force ionique élevée et a basse température.

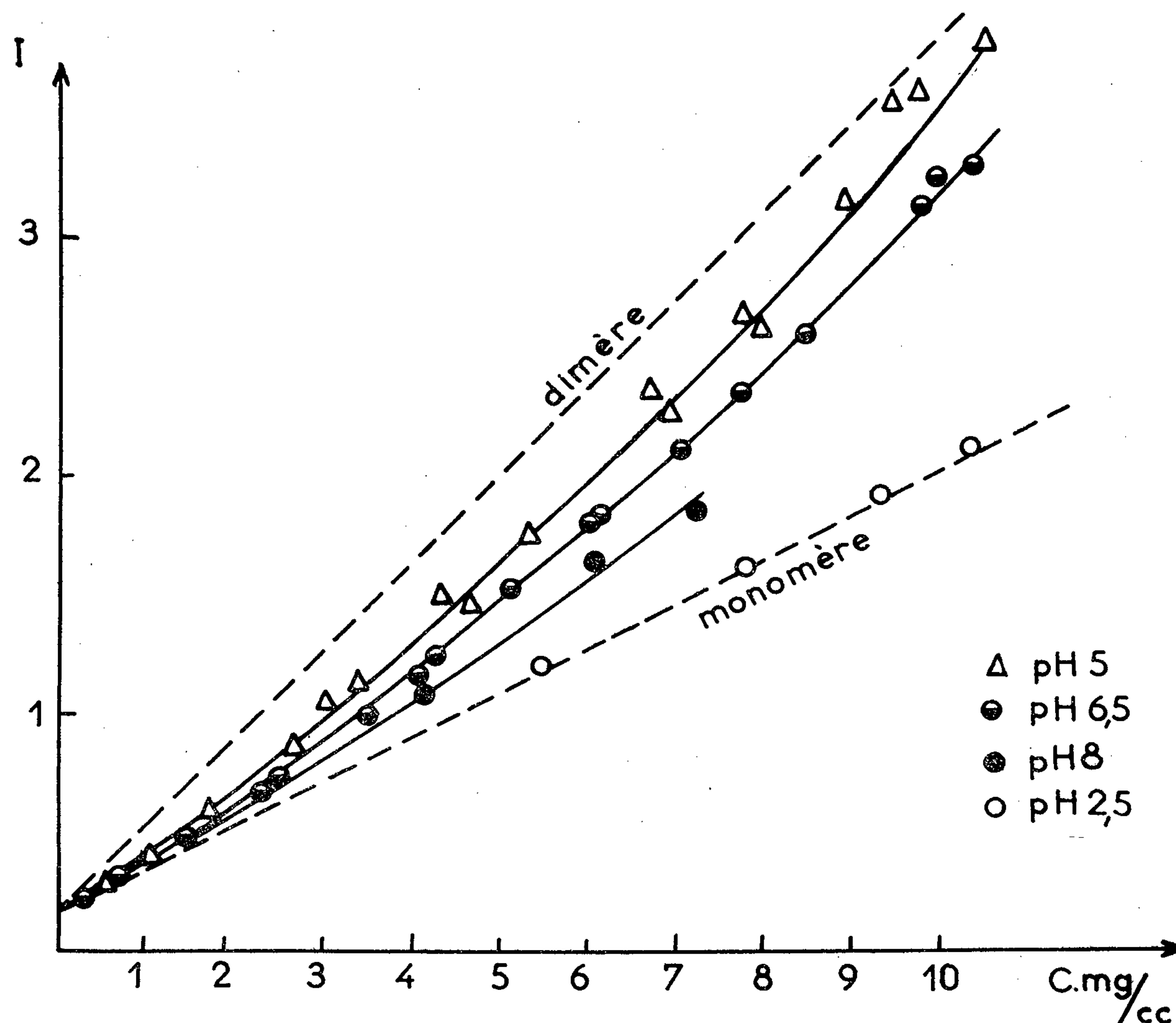
On admet actuellement que la trypsine ne se trouve sous une forme bien définie qu'en milieu acide, entre pH 2 et 2,7. Les valeurs données pour son poids moléculaire s'échelonnent selon les auteurs de 17 000 à 24 000 (1), (2), (5), (7). A pH plus élevé, les molécules sont plus ou moins agrégées suivant la température et le pH. D'autre part, dans les conditions ou elle est active, la trypsine se comporte vis-à-vis d'elle-même comme un enzyme et s'autolyse.

Nous avons cherché à étudier l'état de polymérisation, d'après la variation du poids moléculaire apparent, dans différentes conditions de pH et de force ionique. Comme la présence des produits d'autolyse peut être une cause d'erreur dans le dosage des solutions de trypsine, et par suite dans la détermination du poids moléculaire, nous avons réduit l'autolyse en travaillant à force ionique élevée (ClNa 1 M). En effet, J. Yon (9) a montré que dans ces conditions, la vitesse de la réaction d'autolyse est très ralentie sans que cependant l'affinité de la trypsine pour son substrat (β-lactoglobuline) soit modifiée (8). L'addition de sels à forte concentration permet en outre d'éliminer par précipitation, ainsi que l'ont montré M. Kunitz et J. H. Northrop (6), la trypsine irréversiblement dénaturée ; dans les solutions préparées à partir d'échantillons commerciaux (Worthington cristallisée deux fois), on en trouve environ 10 %. L'expérience montre également que les solutions alcalines sont beaucoup plus stables à force ionique élevée. En outre, nous avons travaillé constamment à une température comprise entre 2 et 5°. Dans de telles conditions, le processus d'autolyse est devenu négligeable.

Nous avons utilisé comme méthode d'investigation l'étude de la diffusion de la lumière dont la technique a été décrite ailleurs (3), (4) : les mesures ont été effectuées sous un angle d'observation de 120° ($\lambda = 4\,358$ Å).

A pH 2,5 l'étude a été faite également à faible force ionique puisqu'il n'y a pas d'autolyse. Les courbes $I = f(C)$ sont des droites, ce qui signifie qu'il n'y

a pas d'interaction : le poids moléculaire correspond à celui d'une seule forme de molécule : M = 23 000 ± 1000. Les valeurs sont les mêmes pour les forces ioniques $\mu = 0{,}1$ et $\mu = 1$, en milieu ClH M/100 en présence de ClNa. On obtient les mêmes résultats lorsqu'on remplace les ions Cl^- par les ions SO_4^{--} ou PO_4^{---}.



Intensité diffusée par la trypsine en fonction de la concentration sous un angle observation de 120°. I est exprimé en unités arbitraires.

Pour les valeurs de pH supérieures à 2,5, l'étude n'a été faite qu'à force ionique élevée (ClNa 1 M) pour les raisons que nous avons indiquées précédemment. A pH 5 (en solution tampon acétate), aux pH 6,5, 7 et 8 (solution tampon phosphate), les courbes I = *f*(C) ont toutes la même allure (*fig.* 1) et traduisent un état d'agrégation variable avec la concentration. Cet état est réversible, ainsi que nous l'avons vérifié. Nous avons calculé la constante d'association pour chaque concentration en faisant l'hypothèse qu'il s'agissait d'un équilibre monomère-dimère. Si C est la concentration totale en trypsine exprimée en milligrammes par centimètre cube [10], C_d la concentration en dimère que l'on peut déterminer pour chaque valeur de C à partir de l'intensité I diffusée par le mélange monomère-dimère et de l'intensité I_m diffusée par la trypsine monomère seule, on a $C_d/C = (I - I_m)/I_m$. La constante d'asso-

ciation est donnée par l'expression $K = C_d M/2 (C - C_d)^2$. La valeur de K a été calculée pour des concentrations comprises entre 3 et 10 mg/ml; pour des valeurs inférieures, l'écart $\Delta I = I - I_m$ est trop faible pour que K ait une valeur significative.

pH	5	6,5	7	8
$K.10^{-3}$	1,4	0,6	0,5	0,3

A un pH donné, la valeur de K est constante en fonction de la concentration à 10 % près sauf aux environs du maximum où on ne peut la définir qu'à 30 % près lorsque la concentration est supérieure à 7 mg. On peut donc admettre en première approximation que l'expérience vérifie l'hypothèse d'un équilibre monomère-dimère. La proportion de dimère, nulle aux pH acides (pH 2,5), passe par un maximum à pH 5 et tend de nouveau vers zéro aux pH supérieurs à 8.

A pH 8,3, en solution tampon borate, la courbe $I = f(C)$ coïncide avec la droite du monomère; nous avons trouvé ce même résultat pour d'autres valeurs de pH. Les ions borate inhibent donc la dimérisation.

En conclusion, nous avons pu, en travaillant à force ionique élevée, ralentir suffisamment l'autolyse pour pouvoir étudier les solutions de trypsine aux valeurs de pH où elle est active, déterminer son poids moléculaire et mettre en évidence une dimérisation qui varie avec le pH.

(*) Séance du 28 octobre 1957.

(1) M. Bier et F. F. Nord, *Arch. Biochem. Biophys.*, 33, 1951, p. 320.
(2) L. W. Cunningham, F. Tietze, N. M. Green et H. Neurath, *Discuss. Faraday Soc.*, 13, 1953, p. 58.
(3) S. Guinand et J. Tonnelat, *J. Chim. Phys.*, 51, 1954, p. 177.
(4) S. Guinand et P. Joliot, *J. Chim. Phys.*, 54, 1957, p. 239.
(5) H. Gutfreund, *Trans. Faraday Soc.*, 50, 1954, p. 624.
(6) *J. Gen. Physiol.*, 11, 1934, p. 591.
(7) R. F. Steiner, *Arch. Biochem. Biophys.*, 49, 1954, p. 71.
(8) J. Yon, *Biochem. Biophys. Acta* (sous presse).
(9) Résultats non encore publiés.
(10) La concentration a été déterminée spectrophotométriquement en prenant comme valeur du coefficient d'absorption $\varepsilon|_{mg}^{cm} = 1/0,68$.

MICROBIOLOGIE. — *Destruction par le lysozyme, après délipidation de la paroi externe de Salmonelles pathogènes*. Note (*) de M. **Louis Colobert**, transmise par M. Jacques Tréfouël.

Le lysozyme dissout la paroi externe de Salmonelles pathogènes lorsque ces bactéries ont subi un traitement par chauffage ménagé, ou encore par une solution d'acide éthylène diamine tétracétique ou d'alcoylsulfate secondaire. Ces trois facteurs extrayant des bactéries des quantités importantes de lipides, l'inefficacité du lysozyme sur des bactéries normales pourrait être due à la présence d'une fraction lipidique masquant le substrat spécifique.

Dans une Note précédente [1] nous avons montré que la paroi externe de Salmonelles pathogènes pour l'Homme : *Eberthella typhi* (souche 0-901), *Salmonella para A* et *Salmonella para B*, peut être dissoute par le lysozyme à condition que les bactéries aient subi au préalable un chauffage ménagé. Nous avons observé que certains traitements chimiques « sensibilisent » également les bactéries à l'action du lysozyme. Ainsi à l'aide du procédé utilisé par R. Repaske [2] pour obtenir la lyse de *Pseudomonas æruginosa, Escherichia coli* et *Azotobacter vinelandii,* nous avons également pu obtenir celle des Salmonelles, et nous l'avons suivie au photomètre et au microscope électronique. Le procédé consiste à faire agir le lysozyme en présence d'éthylène diamine tétracétate de sodium (*Complexon III*); les conditions optimales dans le cas des Salmonelles dont les suivantes : Suspension bactérienne de densité optique 0,240 en tampon tris (trishydroxyméthylaminométhane-acide chlorhydrique) 0,05 M, de pH 8,5, contenant du *Complexon III* à la concentration de 0,027 g par 100 ml et du lysozyme à celle de 150 µg/ml. Le *Complexon* en tampon tris intervient en modifiant les bactéries et non pas le lysozyme car, remises en suspension après lavage dans une solution tampon phosphate après avoir été maintenues une heure en tampon *tris-Complexon,* ces dernières se lysent parfaitement lors de l'adjonction de lysozyme. L'examen au microscope électronique montre que la paroi externe se dissout entièrement, le protoplasme se répandant dans le milieu sous forme de granules ayant pour la plupart un diamètre voisin de 100 mµ. Les modalités de dissolution de la paroi ont pu être suivies sur des suspensions de parois bactériennes isolées, obtenues en abandonnant à l'autolyse pendant 24 h à 37° les suspensions de Salmonelles en tampon tris de pH 8,2 contenant du *Complexon.*

Cet effet de « sensibilisation » des Salmonelles au lysozyme par chauffage ou par action du *Complexon* peut également être obtenu par l'effet d'alcoylsulfate de sodium secondaire (*Teepol*) : Parmi les nombreuses substances tensioactives que nous avons essayées, le *Teepol* est le seul qui présente cette propriété. La technique consiste à ajouter à la suspension de Salmonelles en tampon tris ou simplement en eau distillée, le dixième de son volume de solution commerciale de *Teepol* à 21 %. Après 1 h à 26° les germes sont séparés par centrifugation, lavés et remis en suspension en tampon tris M/20, pH 8,2 ou phosphate M/15, pH 7,2. L'addition de lysozyme produit alors une clarification rapide, et la destruction de la paroi est confirmée par l'étude microscopique.

Nous avons désiré préciser le mode d'action de ces trois procédés de sensibilisation. Puisque l'on sait qu'un chauffage ménagé peut détacher des constituants lipidiques de la surface de bactéries appartenant notamment à la famille des *Enterobacteriaceæ* [3], [4], nous avons cherché si le *Complexon* et le *Teepol* avaient en commun avec ce procédé la propriété

d'extraire des lipides à partir des Salmonelles étudiées. Le tableau montre qu'il en est bien ainsi. Il en est également de même à partir de l'antigène O extrait des bactéries par la méthode de Boivin qui, comme nous l'avons précédemment annoncé ([1]), contient un substrat du lysozyme que démasquent le chauffage et le traitement par le *Complexon* ou le *Teepol*.

Traitement utilisé.	Poids sec des bactéries traitées (mg).	Lipides extraits dans le surnageant (mg).
Chauffage	464	34
Complexon	454	44
Teepol	456	21

La constatation que des procédés aussi différents aboutissent également à détacher des quantités importantes de lipides, tant à partir des bactéries que de l'antigène somatique, et corrélativement les sensibilisent à l'action du lysozyme, donne à penser que la délipidation est la cause même de la sensibilisation. Dans cette hypothèse, tout se passerait comme si la présence d'une fraction lipidique dans laparoi bactérienne masquait le substrat spécifique de l'enzyme.

(*) Séance du 28 octobre 1957.
([1]) L. Colobert, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2863.
([2]) *Bioch. Bioph. Acta*, 22, 1956, p. 189.
([3]) H. Schutze, *J. Path. Bact.*, 55, 1943, p. 457.
([4]) C. A. Stuart, R. Feinberg et R. Feinberg, *J. Bact.*, 56, 1948, p. 419.

(*Laboratoire de Bactériologie de la Section technique de Recherches et d'Études des Services de Santé des Armées, Lyon.*)

IMMUNO-SÉROLOGIE. — *Les albumines chez quelques espèces de Poissons.* Note (*) de Mme **Andrée Drilhon** et M. **Jean-M. Fine**, présentée par M. René Dujarric de la Rivière.

Les études chimiques ou électrophorétiques des protides sériques de Poissons ont montré que la différence essentielle de leur constitution par rapport à d'autres animaux (Mammifères, Oiseaux, Reptiles) résidait dans la prédominance très nette des globulines sur les albumines. L'un de nous, poursuivant ces recherches depuis plusieurs années ([1]), ([2]), a pu mettre en évidence la grande variabilité des fractions globuliniques d'une espèce à l'autre (même pour des espèces de biologie voisine) et aussi les difficultés d'identifier les différentes fractions avec celle d'un sérum humain de référence.

Nous voudrions dans cette Note attirer l'attention sur l'albumine, fraction se révélant si faible dans les conditions d'une électrophorèse normale que le problème de la présence ou de l'absence de cette fraction se pose (Sélaciens).

Nous rapporterons donc dans cette Note les résultats de l'étude de quelques espèces particulières, à savoir deux Sélaciens : *Scyllium stellare* et *Scyllorhinus canicula;* deux Téléostéens apodes : *Conger vulgaris* et *Muroena helena,* et un autre Téléostéen marin : *Scorpoena scorfa.* Les sérums de ces animaux, recueillis après coagulation normale du sang prélevé au cœur sans traces d'hémolyse, ont servi à l'établissement de nombreuses bandes d'électrophorèse de zone, électrophorèse sur papier et en gélose dont les techniques détaillées ont été décrites par ailleurs ([3]), ([4]).

Dans ce travail nous avons établi les points suivants :

1° Étude d'un nombre suffisant d'individus pour fixer la reproductibilité exacte des résultats;

2° Comparaison des fractions avec celle d'un sérum humain de référence, examens pratiqués à la fois sur papier et en gélose;

3° Essai de quantités de sérum croissant, permettant de révéler l'existence des fractions en faible proportion dans l'ensemble des protéines;

4° Parallèlement aux protidogrammes, des bandes soumises aux colorations spécifiques ont mis en évidence les cénapses glucido et lipidoprotéiques. En effet, la richesse de ces cénapses à l'intérieur d'une fraction donnée apporte un argument supplémentaire à l'individualisation de cette fraction.

1. *Étude des Sélaciens.* — Les auteurs japonais ([5]) ont constaté l'absence totale d'albumine chez *Raïa Kenojei* et chez *Heretondontus japonicus.* A la suite de ces résultats nous avons repris l'étude de *Scyllium stellare* et *Scyllorhinus canicula* — en hiver, animaux pêchés à Roscoff, et ces mêmes espèces étudiées à Monaco au printemps. Chez *Scyllium stellare,* le protéinogramme ne montre pas dans la plupart des cas de taches correspondant à la fraction albumine. Seuls les animaux pêchés en hiver montraient une fraction extrêmement faible mais cependant existante. Sur les trois fractions décelables, la fraction la plus riche en composants soudanophiles (lipides) et en substances P. A. S. positives (glucides) est la plus distale, qu'on emploie le papier ou la gélose comme substrat. Ce sont vraisemblablement des α-glycoprotéines et des α-lipoprotéines — ce qui implique que la fraction correspondante du protidogramme se rapporte aux α-globulines. Les fractions globuliniques sont au nombre de trois. La fraction la plus rapide α représente 40 %, une fraction moyenne β atteint 45 %, et enfin une fraction lente γ de 14 %. La protéinémie totale atteint de 32 à 35 g ‰. L'absence quasi totale des albumines chez les Sélaciens, jointe au fait que ces animaux ont un milieu

intérieur dont la concentration en urée atteint 30 g ‰ est à rapprocher des expériences effectuées *in vitro* sur le sérum humain par Santa-Maria [6]. Cet auteur par addition croissante d'urée constate l'augmentation des globulines et la disparition progressive de l'albumine.

2. *Étude des Téléostéens.* — Alors que chez les Téléostéens d'eau douce (Carpes, Truites et même Anguilles) la fraction albumine est toujours présente, son importance quantitativement liée directement à l'état de nutrition, nous comparerons ici les résultats obtenus sur deux Téléostéens apodes marins : le Congre et la Murène.

Chez le Congre, malgré une protéinémie totale assez élevée : 46 g ‰, on ne peut mettre en évidence qu'une fraction très faible d'albumine en utilisant des concentrations de 30 à 40 μl. Quatre fractions globuliniques se séparent aisément en : A, 2,4 %; α_1, 18,6 %; α_2, 24,3 %; β_1, 49,3 %; β_2, 5,4 % en moyenne.

Chez *Muroena helena*, où la protéinémie est encore plus élevée : 55 g ‰, l'albumine se manifeste par une traînée légère à peine perceptible. Les quatre fractions globuliniques sont rigoureusement les mêmes que celles du Congre : A, 2 %; α_1, 16 %; α_2, 22 %; β_1, 43,5 %; β_2, 16,5 %.

3. *Étude d'un Téléostéen marin.* — L'étude d'un Téléostéen marin, *Scorpoena scorfa*, biologiquement très différent des deux premiers, donne aisément un magnifique protidogramme très régulier, comprenant cinq fractions globuliniques.

Un grand nombre d'examens nous a permis de déceler quelquefois une fraction migrant à la vitesse de l'albumine et atteignant la valeur de 14 %.

Les planimétries des courbes globuliniques donnent en moyenne la répartition suivante :

Globulines.	β_1.	β_2.	α_1.	α_2.	A.
1 %	15 %	20 %	8,8 %	42,5 %	14 %

Il résulte de cette rapide revue qu'il est actuellement difficile de rattacher de façon précise la présence ou l'absence d'une fraction protéique à un facteur précis. Si la teneur en urée du sang des Sélaciens est un élément influent de la disparition de l'albumine, il n'est plus valable pour les Téléostéens apodes marins.

D'autre part, ni le Congre ni la Murène ne présentent cette énorme fraction β_2-globuline qui domine tout le protidogramme de l'Anguille. Nous avons abordé avec l'Anguille l'électrophorèse de zone sur amidon pour préciser l'inexistence des γ-globulines. Nous pensons qu'une étude systématique utilisant en même temps les trois substrats : papier, gélose et amidon, nous permettra de préciser encore mieux les dénominations des différentes fractions de chaque espèce. L'étude plus poussée d'un

grand nombre de Poissons marins ou d'eau douce éclairera peut-être le rapport de l'anatomie ou de la physiologie particulière, responsables des différences si importantes trouvées dans la composition protidique de leurs sérums.

Les illustrations et l'étude détaillée de ces recherches sont consignées dans un Mémoire à paraître (7).

(*) Séance du 28 octobre 1957.

(1) A. DRILHON, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 17-29.

(2) A. DRILHON et J. M. FINE, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1802.

(3) J. M. FINE et J. GROULADE, *Biologie médicale*, 45, 1956, p. 591-644.

(4) P. GRABAR et C. A. WILLIAMS, *Biochem. Biophys.*, 17, 1953, p. 67.

(5) H. IRISAWA et A. IRISAWA, *Science*, 120, n° 849, 1954.

(6) *Coll. Soc. Ital. Biol. Spe.*, 29, n° 9-11, 1953, p. 1834-1836.

(7) A. DRILHON, J. M. FINE et F. DAOULAS, *Ann. Inst. Océan.*, 1957 (sous presse).

La séance est levée à 15 h 40 m.

L. B.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES D'OCTOBRE 1957.

Théorie élémentaire des géométries non euclidiennes, par ARTHUR TRESSE. Tome I. Paris, Gauthier-Villars, 1957; 1 vol. 24 cm.

Monographies de chimie physique. Rhénium et technétium, par SUZANNE TRIBALAT. Paris, Gauthier-Villars, 1957; 1 vol. 24 cm.

Ministère de la France d'Outre-Mer. Office de la recherche scientifique et technique Outre-Mer. *Mesures gravimétriques et magnétiques dans la partie centrale de l'A. O. F. Interprétations géologiques*, par YVONNE CRENN. *Texte* et *Planches*. Paris, 1957; 2 fasc. 26,5 cm.

Carte de la végétation de la France. Alençon, par ROBERT CORILLION, à l'échelle de 1/200 000e publiée sous la direction de *Henri Gaussen*. Toulouse, 1957; 1 planche 103 × 74 cm.

Claude Bernard 1813-1878 *et son temps*. Paris, La Salpêtrière, 29 septembre-6 octobre 1957; 1 fasc. 22 cm.

Academia scientiarum bohemoslovenica. *Opera didactica omnia*, par JOANNES AMOS COMENIUS. Editio 1657. Tomus I, pars I-II. Tomus II, pars III-IV. Tomus III. *Commentationes*. Pragae, 1957; 3 vol. 32,5 cm.

Encyclopédie biologique. LIII. *Flore de l'Afrique du Nord*, par RENÉ MAIRE. Vol. IV. Paris, Paul Lechevalier, 1957; 1 vol. 25,5 cm (présenté par M. R. Heim).

Faune de France. 61. *Hétéroptères aquatiques*, par RAYMOND POISSON. Paris, Paul Lechevalier, 1957; 1 vol. 25 cm (présenté par M. L. Fage).

La variabilidad de la masa. La energia intrinseca total. Las ecuaciones diferenciales del Movimiento sin recurrir a la teoria de la relatividad de A. Einstein, por GODOFREDO GARCIA. Lima, 1957; 1 fasc. 21,5 cm.

Publikasjoner fra Det Norske Institutt for Kosmisk Fysikk, n° 39. *The magnetic station at Dombås. Description of the new station* and *Observations* 1952, by GURO GJELLESTAD, PER EINBU, HELGE DALSEIDÉ. Préface by B. TRUMPY. Bergen, Magnetisk Byra, 1957; 1 fasc. 30,5 cm.

Angular correlation measurements. Studies of relative transition probabilities of gamma radiation and of Internal Compton Effect. Experiments on nuclear g-factors, by TORSTEN LINDQVIST. Thèse. Uppsala, Almqvist and Wicksells Boktryckeri AB, 1957; 1 fasc. 24 cm.

A centennial history of the Academy of Science of St-Louis, by EDWIN P. MEINERS. Saint-Louis, Miss., 1956; 1 fasc. 21,5 cm.

Ciba foundation colloquia on endocrinology. Vol. 11. *Hormones in Blood*, by G. E. W. WOLSTENHOLME, ELAINE C. P. MILLAR. London, J. and A. Churchill Ltd, 1957; 1 vol. 21 cm.

Genova. Celebrazioni colombiane 7-13 ottobre 1957. 5° *Convegno internazionale delle comunicazioni. Programma.*

(*A suivre.*)



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU MERCREDI 13 NOVEMBRE 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **Robert Courrier**, Secrétaire perpétuel, rend compte à l'Académie de sa mission au IIIe Congrès de l'Association scientifique des pays de l'Océan Indien (PIOSA), qui s'est tenu dans la capitale de Madagascar du 24 octobre au 2 novembre. Officiellement reconnue par les États ou Territoires qui y ont adhéré, cette Association a pour but de contribuer au développement des connaissances et à la fraternité scientifique dans cette vaste partie du monde. Elle groupe à l'heure actuelle l'Australie, la Birmanie, Ceylan, la France, l'Inde, l'Indonésie, la Malaisie, le Pakistan, les Pays-Bas, le Portugal. Le Siam, Maurice, les Terres australes françaises ont demandé de s'y joindre. La PIOSA comprend sept sections couvrant les principales disciplines scientifiques; elle organise tous les trois ans un congrès semblable à celui qui s'intéresse à la région Pacifique.

Le Congrès de Tananarive s'est effectué sur l'invitation du Haut-Commissaire de Madagascar et sous les auspices de l'Institut de Recherche scientifique de la Grande Ile, créé et dirigé par M. le Professeur Jacques Millot du Muséum National d'Histoire Naturelle. M. Millot a été élu Président du Congrès et de la PIOSA.

200 Communications ont été présentées sur des sujets très variés, mais centrés pour la plupart sur des thèmes mis à l'ordre du jour et qui intéressent particulièrement les pays de l'Océan Indien : pluies artificielles, hydrologie des zones arides, protection de la nature, chronologie du Précambrien, continent de Gondwana, riziculture, problèmes de la canne à sucre, pâturages et sols tropicaux, vecteurs de maladies, plantes médicinales, constantes biologiques des populations, paysannat. Beaucoup de présentations furent illustrées de films en couleurs et soulevèrent d'importantes discussions.

L'Association a décidé de dresser un Répertoire scientifique de l'Océan Indien donnant l'indication des Instituts, Bibliothèques, Musées, Cher-

cheurs, Périodiques scientifiques de cette région. Elle publiera aussi un *Traité océanographique* : mise au point de nos connaissances sur cet Océan, insuffisamment étudié.

Plusieurs excursions ont permis aux délégués de connaître divers aspects de la Grande Ile. L'une d'elles s'est effectuée à la Station océanographique de Nossi-Bé : c'est dans ce site enchanteur qu'un centre de recherches, appelé à un grand avenir, a été fondé par M. Millot dont les réalisations scientifiques à Madagascar sont dignes de tout éloge.

M. Courrier rappelle que l'Académie des Sciences s'est toujours vivement intéressée à Madagascar : Alfred Lacroix y a consacré de longs efforts; Alfred Grandidier y fut un explorateur d'une espèce à jamais disparue. Et parmi les membres actuels de l'Académie qui ont travaillé là-bas ou qui y travaillent encore, il cite les noms de MM. Henri Humbert, Roger Heim, Henri Perrier de la Bâthie, le Révérend Père Poisson, Henri Besairie.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale à l'Académie que les Tomes 240 (janvier-juin 1955) et 241 (juillet-décembre 1955) des *Comptes rendus* sont en distribution au Secrétariat.

M. **Henri Milloux** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section des Membres non résidants, par le décès de M. *Luc Picart*.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Maurice Nicolle* (1862-1932), par Jacques Nicolle. Préface de Édouard de Pomiane Pozerski;

2° *The solar spectrum from* 2,8 *to* 23,7 μ. Part II. *Measures and Identifications*, by M. Migeotte, L. Neven et J. Swensson;

3° *On the synthesis and function of thiamine phosphates*, by Karl-Heinz Kiessling. *Thèse*;

4° *Table of Coefficients for Obtaining the Second Derivative Without Differences*, by Herbert E. Salzer and Peggy T. Roberson;

5° *Macquer, the first lexicographer of chemistry*, by Douglas McKie;

6° *Sinn und Bedeutung der Kulturpflanzenforschung*, von Hans Stubbe;

7° *Iheringia*. Séries cientificas do Museu Rio-Grandense de ciencias naturals. *Zoologia*. Nos 1 à 4;

8° *Periodica polytechnica*. Vol. I et II, 1957;

9° *The Danger Must Not Be Minimized-Some Observations on Dr Libby's Report*, by Tadayoshi Doke;

10° *A Measure of Future Sr — 90 Level from Eart Surface to Human Bone*, by Yoshio Hiyama;

11° *Bibliographie des publications de l'Académie des sciences de Bulgarie* 1869-1953, par Emilia Săbeva et Maria Stančeva;

12° *Todor Dimitrov Pavlov. Bibliographie*, par Iordan Zaimor et Lilvana Velinova.

ALGÈBRE. — *Sur les anneaux indexables.*

Note (*) de M. **Daniel Tinh-Quat Pham**, présentée par M. Joseph Pérès.

Dans un Mémoire à paraître, j'étudie une classe d'anneaux $\mathfrak{A}$ possédant une identité et telle que les classes de transitivité $\{x\}(x \in \mathfrak{A})$ définies par l'application $x \to \lambda x \mu$ (où λ μ représentent deux unités de l'anneau) soient passibles d'au moins une relation d'ordre total $\leqq$ obéissant aux trois axiomes suivants :

A1. $\{0\} < \{x\} (x \neq 0)$;

A2. $\{x.y\} \leqq \{x\}$; $\{x.y\} \leqq \{y\}$;

A3. Entre $\{0\}$ (inclus) et $\{x\}$ (exclus) et différente de la classe des unités, il y a un nombre fini n de classes.

De tels anneaux seront appelés *indexables*. A une relation d'ordre vérifiant les conditions précédentes, j'associe l'application $\{x\} \to \varphi(\{x\}) = \varphi(x) = n$ de l'ensemble des classes $\{x\}$ sur l'ensemble N^+ des entiers non négatifs (ou sur l'ensemble 0, 1, 2, ..., n si le nombre de classes $\{x\}$ est fini) muni de la structure d'ordre naturel; cette application constitue un isomorphisme de ces deux structures d'ordre et attache à chaque x de l'anneau un entier n tel que $\varphi(0) = 0$, $\varphi(x.y) \leqq \text{Min}[\varphi(x), \varphi(y)]$. Je pose $\varphi(1) = \infty$ si le nombre total de classes est infini; dans le cas contraire, le nombre de ces classes diminué d'une unité est *l'index* de l'anneau.

On montre aisément que les anneaux C_m des $m \times m$ matrices sur un corps gauche (1) ainsi que les anneaux $N/(p)$ des entiers modulo p sont des anneaux indexables.

Quand la structure d'ordre envisagée est unique, l'anneau est dit *strictement indexable*. Ainsi l'anneau C_m est strictement indexable; l'anneau $N/(p)$ ne l'est que si p est la puissance d'un nombre premier.

Je montre, qu'étant donnés deux anneaux indexables quelconques $\mathfrak{A}$, $\mathfrak{A}'$ d'index fini, l'ensemble produit $\mathfrak{A} \times \mathfrak{A}'$ muni de la structure d'anneau par les

opérations

$$(x, x') + (y, y') = (x + y, x' + y'),$$
$$(x, x') \cdot (y, y') = (x \cdot y, x' \cdot y')$$

est un anneau indexable et d'index fini non strict. La généralisation à un nombre quelconque d'anneaux indexables est immédiate.

Je montre également que dans un anneau indexable, tout idéal bilatère possédant une identité est un sous-anneau indexable et que seuls les anneaux indexables d'index fini peuvent posséder de tels idéaux.

La notion de décomposition d'un anneau indexable en somme directe de sous-anneaux indexables est facilitée par la considération des noyaux et des classes minimales. J'appelle classe *minimale* toute classe $\{a\}$ d'index 1 dans une certaine indexation, et l'idéal bilatère $\mathfrak{N}$ engendré par les éléments de $\{a\}$ est appelé *noyau*. Un anneau indexable n'admettant qu'une classe minimale est appelé *uninodulaire*.

Je démontre, pour tout anneau indexable, les propriétés suivantes :

a. Si $\mathfrak{B}$ est un idéal bilatère et si un noyau $\mathfrak{N}$ n'est pas inclus dans $\mathfrak{B}$, on a $\mathfrak{N}.\mathfrak{B} = \mathfrak{B}.\mathfrak{N} = 0$ et $(\mathfrak{B} \cap \mathfrak{N})^2 = 0$; tout idéal bilatère inclus dans un noyau quelconque est donc nilpotent et de carré nul;

b. Si deux noyaux différents n'ont pas une intersection nulle, l'un d'entre eux est de carré nul et est inclus dans l'autre;

c. Si un noyau n'est pas idempotent, il est nilpotent et de carré nul.

Il résulte de ces propriétés que dans la décomposition d'un anneau indexable d'index fini en somme directe d'idéaux bilatères indexables, un noyau idempotent est indécomposable, et que si un noyau nilpotent est décomposable, il n'est pas inclus dans un noyau idempotent.

En examinant la décomposition en somme directe d'anneaux uninodulaires, j'obtiens la propriété suivante :

Un anneau indexable d'index fini à noyaux idempotents est décomposable en somme directe d'anneaux uninodulaires (s'annihilant mutuellement) si et seulement si l'idéal bilatère annihilateur d'un noyau quelconque est à la fois idéal principal à gauche et idéal principal à droite.

Dans le cas général d'un anneau indexable d'index fini à noyaux quelconques, il est utile d'introduire la notion de *noyaux liés* : deux noyaux $\mathfrak{N}$, $\mathfrak{N}'$ étant donnés, s'il existe une chaîne, finie ou infinie, de noyaux comprenant $\mathfrak{N}$, $\mathfrak{N}'$ comme termes extrêmes et telle que deux noyaux consécutifs de la chaîne ont une intersection non nulle, les noyaux donnés sont dits *liés*. Un ensemble de noyaux liés deux à deux et ne comportant aucun noyau nilpotent décomposable en somme directe ou tel que tout noyau nilpotent soit inclus dans un noyau idempotent, est dit *de première catégorie*.

Je démontre le théorème suivant :

Un anneau indexable d'index fini est décomposable en somme directe d'anneaux

indexables indécomposables (s'annihilant mutuellement) si les hypothèses suivantes sont remplies :

— les ensembles de noyaux liés sont tous de première catégorie ;

— l'annihilateur de l'idéal bilatère engendré par tout ensemble de noyaux liés admet une puissance idempotente qui est à la fois idéal principal à gauche et idéal principal à droite.

Enfin, dans chacun des cas de décomposition, les composantes bilatères indexables sont déterminées d'une façon unique.

La démonstration de ces propriétés repose sur des concepts classiques mais nécessite des calculs trop longs pour trouver place dans le cadre de cette Note.

La structure des anneaux indexables dans le cas le plus général paraît assez complexe et fera l'objet de recherches ultérieures.

(*) Séance du 28 octobre 1957.

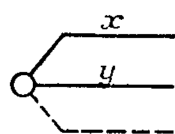
(1) $n = \varphi(x)$ est alors le rang de la matrice x.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la notation de l'Analyse tensorielle.* Note (*) de M. **Paul Anglès d'Auriac**, présentée par M. Henri Villat.

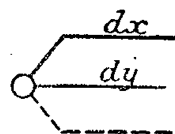
Dans deux Notes précédentes (1), nous avons commencé l'exposition d'une nouvelle notation tensorielle, en algèbre. Nous la poursuivons ici relativement à l'analyse.

En analyse, les traits de valence se tracent horizontaux de façon à servir également de traits de fraction.

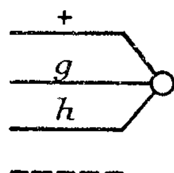
Soit un tenseur $(x, y, \ldots)$:



nous disons qu'il est totalement variable en un point de son espace vectoriel si l'accroissement infinitésimal à partir de ce point peut prendre toutes les valeurs. Nous appelons cet accroissement différentielle totale et le notons :



Soit un tenseur $(f, g, h, \ldots)$

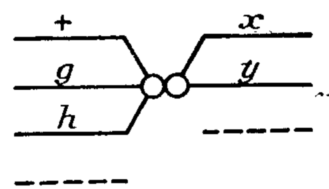


nous disons qu'il est fonction du tenseur $(x, y, \ldots)$ si à toute valeur de $(x, y, \ldots)$ correspond une valeur bien déterminée de $(f, g, h, \ldots)$. Nous n'envisageons que le cas où la variable $(x, y, \ldots)$ est totalement variable, la fonction $(f, g, h, \ldots)$ pouvant ne pas l'être.

Soit z une composante de $(x, y, \ldots)$ et ζ une composante de $(f, g, h, \ldots)$. Chaque ζ est une fonction de tous les z.

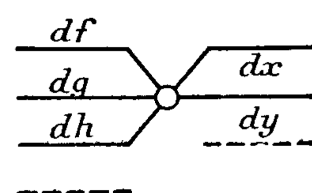
Si tous les ζ admettent toutes leurs dérivées partielles premières par rapport aux z, on définit comme suit le tenseur : dérivée de $(f, g, h, \ldots)$ par rapport à $(x, y, \ldots)$.

On fait d'abord le produit de tenseur :



et l'on remplace toute composante ζz par $\partial\zeta/\partial z$.

Le tenseur obtenu s'écrit :



et l'on a (théorème)

df / dg / dh ○ = df / dg / dh ○ dx / dy — dx / dy ○

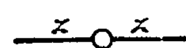
les variances $\underline{dx}$ et $\overline{dx}$ sont contraires.

Les dérivées de sommes et de produits (contractés ou non) suivent les règles ordinaires.

Changement de variable. — Si $(f, g, h, \ldots)$ est fonction de $(x, y, \ldots)$ et que $(x, y, \ldots)$ est lui-même une fonction variant totalement de $(\alpha, \beta, \ldots)$, et si, enfin, les espaces de $(x, y, \ldots)$ et de $(\alpha, \beta, \ldots)$ sont identifiables, on a :

df / dg ○ dα / dβ = df / dg ○ dx / dy — dx / dy ○ dα / dβ

Bivalent symétrique. — Si la variable est un bivalent symétrique



elle n'est pas totalement variable dans l'espace

$x \circ y$

on la traite alors comme la partie symétrique du totalement variable (x, y), et l'on définit la dérivée d'un (par exemple) zérovalent A par rapport à (zz) comme la partie symétrique de sa dérivée par rapport à (x, y), et l'on a (théorème) :

dA = dA dz dz dz dz

où le zérovalent A peut être remplacé par un multivalent quelconque.

La dérivée de (z, z) par rapport à lui-même est notée :

dz dz dz dz = 1/2 [+]

et la dérivée de (xy) par rapport à lui-même) :

dx dy dx dy =

Dérivées successives. — La dérivée $n^{\text{ième}}$ d'un monovalent

$\circ y$

fonction d'un monovalent

$\circ x$

s'écrira

$d^x y$ dx dx dx avec n fois $\overline{dx}$

l'identité des graphismes $\overline{dx}$ exprime précisément la symétrie totale de valences ainsi marquées et cette écriture se généralise facilement si y ou x sont polyvalents.

(*) Séance du 21 octobre 1957.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Extension axiomatique des fonctions sous-harmoniques.* Note de M. **Marcel Brelot**, présentée par M. Paul Montel.

On précise et développe une axiomatique généralisant les fonctions harmoniques et sous-harmoniques. L'espace de base est seulement localement compact, non compact, connexe et localement connexe.

1. Des extensions du problème de Dirichlet ont conduit aux axiomatiques très larges de Tautz [1] et Doob [2]. A partir d'hypothèses analogues mais non équivalentes, nous cherchons à étendre l'essentiel de la théorie autonome des fonctions sous-harmoniques.

Espace fondamental Ω : localement compact, non compact, connexe. On adjoindra un point d'Alexandroff, d'où $\overline{\Omega}$ compact, dont on prend la topologie.

Fonctions principales (brièvement p). Dans chaque ouvert $\omega \subset \Omega$ elles forment un espace vectoriel réel satisfaisant aux conditions suivantes, de caractère local.

Axiome I. — *Si u est p dans ω, dans des ω_i, elle est p dans $\omega_0 \subset \omega$, dans $\cup\, \omega_i$.*

Axiome II. — *Appelons* régulier *tout ouvert, $\omega \subset \overline{\omega} \subset \Omega$, tel que toute fonction finie continue f sur la frontière ω^* se prolonge continûment dans ω par une p-fonction unique H_f croissante de f et qui s'écrit donc $\int f\, d\rho_x^\omega$ ($d\rho_x^\omega$ mesure positive de Radon sur ω^*).*

L'axiome II affirme l'existence d'une *base* d'ouverts réguliers connexes.

Axiome III. — *Tout ordonné filtrant croissant de p-fonctions dans un domaine tend vers $+\infty$ ou une p-fonction.*

Ou de façon équivalente : *pour les domaines réguliers* (*ou seulement ceux d'une base*) *$d\rho_x^\omega$ définit une sommabilité indépendante de x; et pour f sommable-$d\rho_x^\omega$, $\int f d\rho_x^\omega$ est continue de $x \in \omega$.*

Lorsque Ω admet une base dénombrable, il est équivalent de considérer III pour des suites croissantes. Une conséquence de III est l'impossibilité d'un minimum relatif nul sans nullité au voisinage.

Exemple. — Solutions des équations linéaires classiques elliptiques homogènes où le coefficient de la fonction est $\leqq 0$.

Fonctions h-principales. — Supposons l'existence dans Ω de h principale > 0. Les quotients u/h, où u est principale, satisfont aux axiomes avec mêmes ouverts réguliers. On les appellera h-principales. *Les constantes sont h-principales.*

2. *Fonctions hypo- et hyperprincipales.* — On dira que v réelle dans un ouvert $\omega_0 \subset \Omega$ y est hyperprincipale (ou $\overline{p}$) si : 1° $v > -\infty$; 2° v est s. c. i.; 3° pour tout ω régulier $\subset \overline{\omega} \subset \omega_0$, $v(x) \geqq \int v\, d\rho_x^\omega$. u est dite hypoprincipale ($\underline{p}$) si $-u$ est $\overline{p}$.

Lorsqu'il existe h principale > 0 dans un domaine ω_0, on pourra y considérer les fonctions hyper-h-principales ; on voit que ce sont les quotients par h des fonctions $\overline{p}$.

Remarque 1. — Il est équivalent dans la définition de supposer la condition (3) seulement pour certains des ω formant une base dans ω_0, ce qui prouve le *caractère local* de la définition. Cela résulte de certaines des propriétés suivantes :

Propriétés. — *a.* Si v et w sont $\overline{p}$, de même $\lambda v + \mu w$, $\inf(v, w)$ $(\lambda, \mu > 0)$.

b. La limite d'un ordonné filtrant croissant de $\overline{p}$-fonctions est $\overline{p}$.

c. Si la $\overline{p}$-fonction v dans ω connexe est $+\infty$ au voisinage d'un point, elle est $+\infty$ dans ω.

d. Si v admet un minimum relatif nul en x_0, elle est nulle au voisinage. Dans un domaine, $v \geq 0$ est donc partout > 0 ou partout 0.

e. S'il existe dans ω une p-fonction $> \varepsilon > 0$, en particulier si $\omega \subset \omega_1$ régulier, toute $\overline{p}$-fonction dans ω est ≥ 0 si ses lim inf aux points-frontière sont ≥ 0.

f. Soit ω régulier $\subset \overline{\omega} \subset \omega_0$ où v est $\overline{p}$; si l'on remplace, dans ω, v par $\int v \, d\rho_x^\omega$, on obtient une $\overline{p}$-fonction dans ω_0.

Remarque 2. — Lorsque dans ω_0 les constantes sont principales, (*d*) et (*e*) s'améliorent ; ainsi on a le principe du minimum :

Si v est $\overline{p}$ dans un ouvert ω quelconque de ω_0, $v \geq \inf(\liminf v$ aux points de $\omega^\star)$.

3. *Ensemble de fonctions hypo- ou hyperprincipales dans un ouvert partiel* ω_0. — Un ensemble V de $\overline{p}$-fonctions v dans ω est dit *saturé* si : 1° $\inf(v_1, v_2) \in V$; 2° quel que soit ω_1 régulier $\subset \overline{\omega} \subset \omega$, la fonction déduite de v par remplacement dans ω_1 de v par $\int v \, d\rho_x^\omega$ appartient à V.

Étant donné un ensemble W de $\overline{p}$-fonctions, il existe un plus petit ensemble saturé contenant, dit extension saturée $W^\star$. Notion analogue avec les $\underline{p}$.

Théorème 1. — *L'enveloppe inférieure d'un ensemble saturé de $\overline{p}$-fonctions dans ω connexe est $+\infty$, $-\infty$ ou p.*

4. Soit dans ω connexe un ensemble U de $\underline{p}$-fonctions u. Les $\overline{p}$ majorant à la fois ces u forment un ensemble saturé dont l'enveloppe inférieure sera dite majorante essentielle E de U ; si E est finie, c'est la plus petite p-majorante de tous les u. Notion analogue de minorante essentielle.

Théorème 2. — U *et* $U^\star$ *ont même majorante essentielle, qui est l'enveloppe supérieure de* $U^\star$.

Ordonnons les fonctions réelles finies sur ω par une même inégalité (large) partout.

Théorème 3. — *L'ensemble des p-fonctions ≥ 0 est réticulé; l'ensemble des différences de deux p-fonctions ≥ 0 est un espace vectoriel de Riesz complètement réticulé.*

5. *Le problème de Dirichlet dans* Ω. — Soit, à la base : 1° un ensemble $\mathcal{V}$ de $\bar{p}$-fonctions dans Ω, saturé, contenant toute $\bar{p}$-majorante d'une de ses fonctions et toute combinaison linéaire à coefficients $\geqq 0$ de deux de ses fonctions; 2° un ensemble $\mathcal{L}$ de filtres $\mathcal{F}$ sur Ω dont aucun n'a de point adhérent dans Ω et tel que si $v \in \mathcal{V}$ satisfait à $\liminf_{\mathcal{F}} v \geqq 0$ quel que soit $\mathcal{F}$, $v \geqq 0$.

THÉORÈME 4. — *Soit sur* $\mathcal{L}$ *une fonction réelle* $f(\mathcal{F})$. *On considère les* $v \in \mathcal{V}$ *satisfaisant à* $\liminf_{\mathcal{F}} v \geqq f(\mathcal{F})$ *et* $\liminf_{\mathcal{F}} v > -\infty$. *Elles forment un ensemble saturé dont l'enveloppe inférieure* $\overline{\mathcal{H}}_f$ *est sa minorante essentielle et est* $+\infty$, $-\infty$ *ou* p. *On définit* $\underline{\mathcal{H}}_f$ *de même ou par* $-\overline{\mathcal{H}}_{-f}$. *Alors* $\underline{\mathcal{H}}_f \leqq \overline{\mathcal{H}}_f$.

L'égalité de ces $\mathcal{H}$ si elle a lieu en point a lieu partout. En cas d'égalité avec valeur finie, on dit que f est *résolutive* et l'enveloppe commune notée $\mathcal{H}_f$. On dit que f est absolument résolutive (a. r.) si f^+ et f^- sont résolutives.

THÉORÈME 5. — *Quel que soit* $x_0 \in \Omega$, *les fonctions a. r. sont les fonctions f sommables pour une certaine mesure abstraite de Daniell* $\geqq 0$ (*sur* $\mathcal{L}$) *dont l'intégrale vaut* $\mathcal{H}_f(x_0)$.

Remarque 3. — Lorsque $\mathcal{V}$ est formée des $\bar{p}$ bornées chacune inférieurement et que les constantes sont p, toutes les fonctions résolutives sont a. r. On peut définir l'intégrale abstraite à partir des fonctions résolutives bornées.

Exemples. — Prenons pour Ω un domaine régulier ω, pour $\mathcal{V}$ l'ensemble des $\bar{p}$ dans ω, pour $\mathcal{F}$ les filtres obtenus par trace des voisinages des points de ω^*. Alors les fonctions résolutives sont a, r et la mesure abstraite est $d\rho_x^\omega$.

On peut pour le problème de Dirichlet retrouver et généraliser des axiomatiques données dans l'espace de Green (³). Dans une Note ultérieure, on étudiera la convergence des $\bar{p}$ et ses applications.

(¹) *Math. Nachr.*, 2, 1949, p. 279-303.
(²) *Proc. third Berkeley Symp. on Math. St. and Prob.*, 1954-1955, p. 49-80.
(³) BRELOT, *J. Math. pures et appl.*, 35, 1956, p. 297-335.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur la détermination d'une fonction par ses nombres dérivés*. Note de M. **FERRAN SUNYER I BALAGUER**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Le théorème de Scheeffer est encore vrai, c'est-à-dire la fonction est déterminée à une constante additive près, quand l'ensemble où l'on ne connait pas la valeur du nombre dérivé, est totalement imparfait au lieu d'être dénombrable. Aussi, on tire de là quelques conséquences.

1. Le théorème de Scheeffer nous donne une famille d'ensembles — les ensembles complémentaires des ensembles dénombrables — répondant à la question suivante :

En quel ensemble de points suffit-il de connaître la valeur finie du nombre

dérivé supérieur à droite [1] *d'une fonction continue pour que cette fonction soit déterminée à une constante additive près?*

Lebesgue [2] remarque que la même démonstration permet de donner une famille, peut-être plus générale, répondant aussi à la même question, à savoir : les ensembles complémentaires des ensembles qui n'ont pas la puissance du continu.

Précisant une démonstration de P. Pi Calleja [3], laquelle est à son tour une modification de là démonstration de Scheeffer, on peut obtenir une famille plus générale, et même la plus générale possible, répondant à la question antérieure. En effet, on peut démontrer le :

THÉORÈME I. — *Une fonction continue est déterminée, à une constante additive près, quand on connaît pour chaque valeur de x, sauf peut-être pour celles d'un ensemble* A *totalement imparfait* [4], *la valeur finie du nombre dérivé supérieur à droite* [1] *de cette fonction.*

Ce résultat est plus général que celui de Lebesgue, car on sait, d'après un théorème de Bernstein [5], qu'il existe des ensembles de puissance du continu totalement imparfaits. Plus encore, il est le plus général possible, puisque si A a un sous-ensemble parfait, la fonction n'est pas déterminée, selon ce qu'a remarqué déjà Scheeffer [6].

2. Évidemment dans tous les résultats qu'on tire habituellement du théorème de Scheeffer on peut remplacer les ensembles dénombrables par des ensembles totalement imparfaits. Notamment on peut démontrer : *Les limites supérieure et inférieure d'un nombre dérivé sont les mêmes, qu'on néglige ou non les ensembles totalement imparfaits.* De même dans les résultats énoncés par P. Pi Calleja [3] sur les fonctions vectorielles d'une variable réelle ou d'une variable complexe on peut aussi remplacer les ensembles dénombrables par les ensembles totalement imparfaits.

D'ailleurs, une généralisation du théorème de Scheeffer, donnée par W. H. Young [7], peut se généraliser ainsi que nous l'avons fait avec le théorème de Scheeffer. On obtient ainsi le résultat suivant :

THÉORÈME II. — *Soit $g(x)$ une fonction semi-continue inférieurement à gauche et semi-continue supérieurement à droite dans tout point d'un intervalle, et $h(x)$ une fonction semi-continue supérieurement à gauche et semi-continue inférieurement à droite dans le même intervalle. Si l'un quelconque des quatre nombres dérivés de $g(x)$ est toujours inférieur, ou fini et égal, au nombre dérivé correspondant de $h(x)$, sauf peut-être dans un ensemble* A *totalement imparfait, alors $g(x) - h(x)$ est non croissante dans tout l'intervalle.*

(1) Et de même pour les nombres dérivés inférieur à droite, supérieur à gauche et inférieur à gauche.

(2) *Leçons sur l'intégration et la recherche des fonctions primitives*, 2e éd., 1928, p. 82.

(3) *Revista de la Union Matematica Argentina*, 17, 1955, p. 161-172.

(4) Dans la droite réelle, être totalement imparfait est équivalent à ne contenir aucun ensemble parfait non vide.

(5) Pour une démonstration très simple de ce théorème on peut voir : C. Kuratowski et W. Sierpinski, *Fund. Math.*, 8, 1926, p. 193-200.

(6) *Acta Math.*, 5, 1884, p. 183-194 et 279-296. Spécialement les pages 287-291.

(7) *Proc. London Math. Soc.*, 2e série, 8, 1910, p. 99-116.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Un théorème de la théorie des fonctions.*

Note de M. **Simon Ćetković**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

On donne ici un théorème sur la différentiabilité des fonctions réelles qui sont, en même temps, partout densément discontinues et partout densément continues.

Dans le présent travail nous allons démontrer le théorème suivant :

Si la fonction réelle $f(x)$, $x\in(a, b)$ est partout densément discontinue et simultanément partout densément continue, il existe alors des points partout densément disposés dans lesquels la fonction $f(x)$ est continue, mais elle n'y est pas différentiable.

Démonstration. — Soit $f(x)$, $x\in(a, b)$ une fonction réelle qui est partout densément discontinue et en même temps partout densément continue dans l'intervalle (a, b). Prenons deux nombres quelconques $c_1\in(a, b)$ et $c_2\in(a, b)$ et soit $c_1 < c_2$. En rapport avec les nombres c_1 et c_2 nous construirons une suite de nombres $\{\beta_n\}$. Étant donné que la fonction $f(x)$ est partout densément continue, il existe, par conséquent, un nombre $\alpha_1\in(c_1, c_2)$ tel que la fonction $f(x)$ soit continue en α_1. Si nous prenons un nombre arbitraire $\varepsilon_1 > 0$ il en résultera qu'aux nombres α_1 et ε_1 correspondra au moins un nombre $\delta_1 > 0$ tel que les conditions

$$(\alpha_1 - \delta_1, \alpha_1 + \delta_1)\subset(c_1, c_2),$$
$$|f(x) - f(\alpha_1)| < \varepsilon_1 \quad \text{si} \quad x\in(\alpha_1 - \delta_1, \alpha_1 + \delta_1),$$

soient satisfaites.

Comme la fonction $f(x)$ est partout densément discontinue, il existe alors un nombre $\beta_1\in(\alpha_1 - \delta_1, \alpha_1 + \delta_1)$ tel que la fonction $f(x)$ soit discontinue en β_1. Au nombre β_1 correspond au moins un nombre $l_1\in(0, 2\varepsilon_1)$ tel que dans chaque voisinage du nombre β_1 il existe du moins un nombre γ_1 tel que

$$|f(\gamma_1) - f(\beta_1)| > l_1.$$

Tout en continuant de former les nombres de la susdite façon, supposons que nous avons déjà les nombres α_m, ε_m, δ_m, β_m, l_m pour $m\in$ de nombres naturels. Envisageons ensuite un nombre

$$\alpha_{m+1}\in(\alpha_m - \delta_m, \alpha_m + \delta_m)\cap(\beta_m - l_m, \beta_m + l_m),$$

tel que la fonction $f(x)$ soit continue au point α_{m+1}. Prenons un nombre

$\varepsilon_{m+1} > 0$ qui satisfait la condition

$$\varepsilon_{m+1} \in \left(0, \frac{l_m}{4}\right).$$

Aux nombres α_{m+1} et ε_{m+1} corrrespond au moins un nombre $\delta_{m+1} > 0$ qui satisfait les conditions

$$(\alpha_{m+1} - \delta_{m+1}, \alpha_{m+1} + \delta_{m+1}) \subset (\beta_m - l_m, \beta_m + l_m) \cap (\alpha_m - \delta_m, \alpha_m + \delta_m),$$
$$|f(x) - f(\alpha_{m+1})| < \varepsilon_{m+1} \quad \text{si} \quad x \in (\alpha_{m+1} - \delta_{m+1}, \alpha_{m+1} + \delta_{m+1}).$$

Vu le fait que la fonction $f(x)$ est partout densément discontinue, il existe alors un nombre

$$\beta_{m+1} \in (\alpha_{m+1} - \delta_{m+1}, \alpha_{m+1} + \delta_{m+1}),$$

tel que la fonction $f(x)$ soit discontinue en β_{m+1} aussi. Au nombre β_{m+1} correspond du moins un nombre

$$l_{m+1} \in (0, 2\varepsilon_{m+1}).$$

tel que dans chaque voisinage du nombre β_{m+1} il existe du moins un nombre γ_{m+1} tel que

$$|f(\gamma_{m+1}) - f(\beta_{m+1})| > l_{m+1}.$$

En continuant de procéder de cette façon, nous formerions une suite de nombres $\{\beta_n\}$. Il est facile de démontrer que la suite $\{\beta_n\}$ est convergente. Désignons par $\beta = \lim \beta_n$, $n \to \infty$. Il est facilement démontrable que la fonction $f(x)$ est continue au point β.

2. Démontrons que la fonction $f(x)$ ne peut pas avoir de dérivée finie au point β. S'il y avait une dérivée finie au point β elle serait quelque nombre que nous allons désigner par M. Supposons maintenant que la fonction $f(x)$ ait une dérivée au point β, c'est-à-dire que

$$(1) \qquad \lim \frac{f(x) - f(\beta)}{x - \beta} = \mathrm{M}.$$

De la supposition (1) il s'ensuivrait qu'à un nombre arbitrairement petit $\theta \in (0, 1/2)$ correspondrait un nombre $\varphi > 0$ de façon que la condition

$$(2) \qquad \left| \frac{f(x_1) - f(\beta)}{x_1 - \beta} - \frac{f(x_2) - f(\beta)}{x_2 - \beta} \right| \quad \text{si} \begin{cases} x_1 \in (\beta - \varphi, \beta + \varphi), \\ x_2 \in (\beta - \varphi, \beta + \varphi) \end{cases}$$

fût satisfaite.

Démontrons que la condition (2) ne peut pas être remplie. Envisageons β_k terme de la suite $\{\beta_n\}$ qui satisfait la condition

$$\beta_k \in (\beta - \varphi, \beta + \varphi).$$

Au nombre β_k correspondent trois nombres l_k, γ_k et λ qui satisfont la condition

$$l_k > |\beta_k - \beta|, \qquad \gamma_k \in (\beta - \varphi, \beta + \varphi)$$
$$\frac{\beta_k - \beta}{\gamma_k - \beta} = 1 + \lambda, \qquad |\lambda| < \frac{1}{2} \cdot \left| \frac{\beta_k - \beta}{f(\gamma_k) - f(\beta)} \right|.$$

De ce que l'on vient d'exposer ci-dessus, il s'ensuit que

$$\left|\frac{f(\beta_k)-f(\beta)}{\beta_k-\beta}-\frac{f(\gamma_k)-f(\beta)}{\gamma_k-\beta}\right|$$
$$=\left|\frac{f(\beta_k)-f(\beta)-(1+\lambda)(f(\gamma_k)-f(\beta))}{\beta_k-\beta}\right|=\left|\frac{f(\beta_k)-f(\gamma_k)-\lambda(f(\gamma_k)-f(\beta))}{\beta_k-\beta}\right|$$
$$\geqq\left|\frac{f(\beta_k)-(f\gamma_k)}{\beta_k-\beta}\right|-\left|\lambda\frac{f(\gamma_k)-f(\beta)}{\beta_k-\beta}\right|>0,$$

ce qui veut dire que

$$(3)\qquad \left|\frac{f(\beta_k)-f(\beta)}{\beta_k-\beta}\right|-\frac{f(\gamma_k)-f(\beta)}{\gamma_k-\beta}\Bigg|>0\qquad \text{si}\begin{cases}\beta_k\in(\beta-\varphi,\ \beta+\varphi),\\ \gamma_k\in(\beta-\varphi,\ \beta+\varphi).\end{cases}$$

Comme (3) est en opposition avec (2), il est évident que la supposition (1) est fausse et de là il s'ensuit que :

La fonction $f(x)$ ne peut pas avoir de dérivée finie au point β.

3. Vu que $\beta\in(c_1,\ c_2)$ et puisque c_1 et c_2, $(c_1<c_2)$ sont des nombres pris arbitrairement par avance, il résulte que les points ayant les propriétés de β sont partout denses.

En vertu de ce que l'on vient d'exposer, nous concluons que le théorème cité au début du présent travail est en effet exact.

MÉCANIQUE. — *Sur le mouvement stationnaire en mécanique des milieux continus.* Note de M. **André Sentis**, présentée par M. Henri Villat.

Nous poursuivons l'étude d'un milieu continu à déformation retardée, caractérisé par ses coefficients λ, μ (coefficients de Lamé), et τ (temps de réponse).

Si $\vec{D}(x^1,\ x^2,\ x^3,\ t)$ est le vecteur-déplacement, de coordonnées u^1, u^2, u^3, et $\theta=\operatorname{div}\vec{D}$ la dilatation cubique, les relations entre contraintes et déformations sont symbolisées par

$$T^i_j=\overline{\lambda\theta|}\,\delta^i_j+2\,\overline{\mu\varepsilon^i_j|}$$

où δ^i_j représente le symbole de Kronecker, $\overline{|}$ l'opérateur de retard, ε^i_j le tenseur des déformations, T^i_j celui des contraintes.

Les équations de la dynamique, en l'absence de toute force de masse, s'expriment par

$$\frac{\partial T^i_j}{\partial x^j}-\rho\,\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}=0$$

et, compte tenu des relations précédentes, fournissent les équations aux dérivées partielles qui s'écrivent, sous forme vectorielle :

$$(1)\qquad \overline{(\lambda+\mu)\,\overrightarrow{\operatorname{grad}}\operatorname{div}\vec{D}+\mu\Delta\vec{D}\Big|}-\rho\,\frac{\partial^2\vec{D}}{\partial t^2}=0.$$

Dans le cas où $\urcorner = 1 + \tau(\partial/\partial t)$, on obtient les équations de la visco-élasticité, qui sont du troisième ordre ([1]). Dans ce qui suit, $\urcorner$ est l'opérateur d'ordre supérieur :

$$\urcorner = 1 + \tau \frac{\partial}{\partial t} + \tau^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2}$$

et les équations correspondantes *sont du quatrième ordre*. Nous nous limiterons aux solutions de la forme

$$\vec{D} = e^{\frac{t}{t_0}} \vec{V}(x^1, x^2, x^3)$$

pour lesquelles on a, d'après (1),

$$\left(1 + \frac{\tau}{t_0} + \frac{\tau^2}{2 t_0^2}\right)\left[(\lambda + \mu)\,\overrightarrow{\text{grad}}\,\text{div}\,\vec{V} + \mu\,\Delta\vec{V}\right] - \frac{\rho}{t_0^2}\vec{V} = 0. \tag{2}$$

Mouvement stationnaire. — En particulier, si les conditions initiales sont telles que t_0 soit très petit, les deux premiers termes de l'expression précédente, qui représentent les forces d'élasticité et de viscosité, deviennent négligeables devant les deux derniers. Nous dirons que le mouvement est stationnaire.

Plus particulièrement encore, s'il existe une fonction des déplacements qui ne dépend que de la distance r à l'origine,

$$\vec{V} = \overrightarrow{\text{grad}}\,\Phi(r),$$

le déplacement est porté par le rayon-vecteur. C'est le cas des forces centrales. L'équation de Poisson est alors remplacée par

$$\Delta\Phi - K^2\Phi = f(t), \qquad K^2 = \frac{2\rho}{(\lambda + 2\mu)\tau^2},$$

$f(t)$ étant une fonction arbitraire du temps. L'équation sans second membre se ramène à une équation différentielle du deuxième ordre, d'où

$$\Phi = \frac{A\,\text{sh}\,Kr + B\,\text{ch}\,Kr}{r} - \frac{f(t)}{K^2}.$$

La force centrale dérive alors du potentiel

$$W = \frac{\rho}{t_0^2} e^{\frac{t}{t_0}} \Phi.$$

Physiquement, que représente cette force? Le milieu où les contraintes d'élasticité et de viscosité se sont évanouies, est en état de décohésion, au sens de la Mécanique classique, et F y joue le rôle d'une force résiduelle de gravitation, qui dépend toujours des conditions initiales. En quelque sorte, l'élément matériel, affranchi du contact des éléments voisins, se souvient de son état antérieur.

Cas des solutions statiques et homogènes :

$$\text{(3)} \qquad W = \frac{\rho}{K^3 t_0^2}\,\frac{e^{-Kr}}{r}, \qquad F = \frac{\rho}{K^3 t_0^2}\,e^{-Kr}\left(-\frac{K}{r} - \frac{1}{r^2}\right),$$

$$\text{(4)} \qquad W = \frac{\rho}{K^3 t_0^2}\,\frac{\operatorname{sh} Kr}{r}, \qquad F = \frac{\rho}{K^3 t_0^2}\left(\frac{K}{r}\operatorname{ch} Kr - \frac{1}{r^2}\operatorname{sh} Kr\right).$$

Si le champ de forces considéré s'établit au sein d'un champ étranger qui impose une énergie partout finie, la solution aura, pour les grandes valeurs de r, la forme (3), et pour les petites valeurs de r, la forme (4) qui, près de l'origine, a pour valeur principale

$$W \sim \frac{\rho}{K^2 t_0^2}\left(1 + \frac{K^2 r^2}{6}\right).$$

Elle prendra alternativement la forme (3) et la forme (4) au voisinage de leur intersection, chacune d'elles ne s'établissant qu'après le délai τ, qui représente donc la durée de vie d'une solution. Il existe ainsi une crête de potentiel qui sépare le potentiel extérieur, rapidement décroissant, du puits de potentiel intérieur. Il en résulte que la force qui est attractive à l'extérieur de la crête, devient répulsive à l'intérieur. Elle présente une discontinuité sur la crête correspondant à un saut de l'énergie. Cela se traduit par un déplacement de la crête. Si $f(t)$ est périodique, sa période est 2τ.

On note que la forme (3), avec $(1/K) = 2.10^{-13}$ cm a été proposée par Yukawa en 1935, pour rendre compte du champ nucléaire, et que la valeur correspondante de τ, obtenue en prenant pour λ, μ, ρ les valeurs habituelles, est de l'ordre de 10^{-17} s, valeur précisément admise en Mécanique quantique.

Si r reste petit devant $1/K$, on retrouve un champ Newtonien, mais où la force en $1/r^2$ est modifiée par une force faible K/r.

Nota. — Comme

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \frac{1}{t_0^2}\,\Phi,$$

on peut écrire l'équation d'ondes :

$$\Delta\Phi - K^2 t_0^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = f(t).$$

Elle exprime que l'énergie spécifique se propage par onde de dilatation, de célérité $c = 1/(Kt_0)$, sa valeur à l'origine étant $W_0 = \rho c^2$.

En régime stationnaire, la crête de potentiel balaie périodiquement une zone de largeur $c\tau$. A la variation d'amplitude due à ce balayage peut se joindre, si t_0 est complexe, une vibration transversale.

(1) A. SENTIS, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 729.

MÉCANIQUE. — *Observation des mouvements du pendule paraconique.* Note (*) de M. **Maurice Allais**, présentée par M. Albert Caquot.

Les mouvements d'un pendule suspendu par une bille ont des composantes périodiques. Le dispositif utilisé et la technique opératoire sont décrits. Les mouvements observés résultent de quatre effets conjugués : l'effet de Foucault, un effet de rappel de la suspension, l'influence aléatoire des billes et enfin une influence périodique.

1. La présente Note a pour objet de rendre compte du dispositif expérimental que j'ai utilisé dans diverses séries d'expériences réalisées dans mon laboratoire de Saint-Germain-en-Laye de 1953 à 1957, pour observer le mouvement à trois degrés de liberté d'un « pendule paraconique » oscillant avec une amplitude de l'ordre du dixième de radian. J'appelle paraconique un pendule suspendu par l'intermédiaire d'une petite bille.

Le mouvement observé a été caractérisé par des *périodicités remarquables* de l'ordre de 24 et 25 h dont je rendrai compte ultérieurement.

2. Bien que j'ai eu successivement recours à divers types de pendule, je me bornerai à décrire le dispositif utilisé pendant la série d'observations *continues* de 30 jours qui a été effectuée en juin-juillet 1955.

3. Le pendule paraconique utilisé était un pendule dissymétrique constitué par un disque de bronze vertical de 7,500 kg fixé sur une tige en bronze suspendue à un étrier en bronze E reposant sur une bille d'acier de 6,5 mm de diamètre susceptible de rouler en toute direction sur une surface plane horizontale S. Cette surface était supportée elle-même par un support circulaire S′ évidé en aluminium, portant un appendice A et d'une épaisseur de 4,5 cm. L'évidement permettait une rotation du pendule en mouvement dans un angle total de 210 grades. Ce support S′ était supporté par trois vis micrométriques V. La tige du pendule et son étrier pesant 4,5 kg, le poids total du pendule était de 12 kg et la longueur du pendule simple équivalent d'environ 83 cm.

Les billes d'acier étaient des billes S. K. F. de haute précision et les surfaces portantes étaient en carbure de tungstène et cobalt.

Les expériences ont eu lieu dans un sous-sol et le centre de gravité du pendule se déplaçait à environ 1,50 m en dessous de la surface du sol naturel. Le support S″ était boulonné sur une poutre, elle-même serrée contre le plafond par un système de poutrelles.

4. Le pendule était lâché toutes les 20 mn avec une amplitude initiale d'environ 0,11 radian à partir d'une position de repos, en brûlant un fil. Le mouvement du pendule était observé pendant 14 mn environ en visant une aiguille située à son extrémité inférieure.

En général, la pointe décrivait une courbe assimilable à une ellipse

aplatie dont on observait le plan du grand axe avec un système de visée placé sur un cercle C, centré sur l'axe du pendule au repos et portant une division en grades et un vernier. Ce système permettait de déterminer la position du plan de l'oscillation avec une précision de l'ordre du dixième de grade.

En outre, un système de deux barres parallèles mobiles B susceptibles d'être déplacées par rapport au cercle de lecture permettait de mesurer les deux axes de l'ellipse et de déterminer l'orientation du trièdre central d'inertie du pendule.

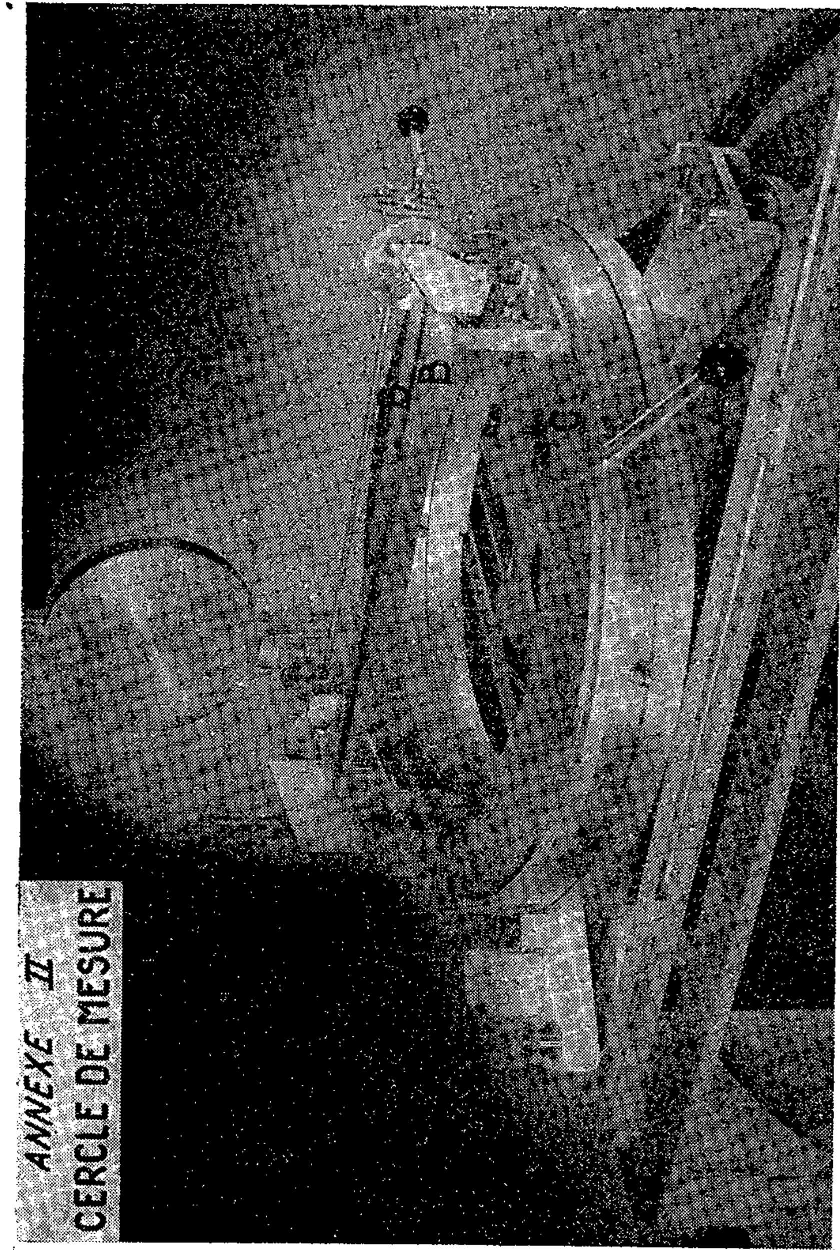
Au bout de 14 mn le pendule était arrêté et il était lâché à nouveau dans le plan du dernier azimut observé. Les séries d'observations étaient donc *enchaînées*, les lâchers successifs étant effectués toutes les 20 mn, de jour et de nuit. Chaque période de 24 h comportait donc 72 séries d'observations enchaînées.

5. Pour éviter toute influence systématique, la bille supportant le pendule a été changée *à chaque expérience*, toutes les 20 mn, et la surface S a été changée au début de chaque semaine d'observations.

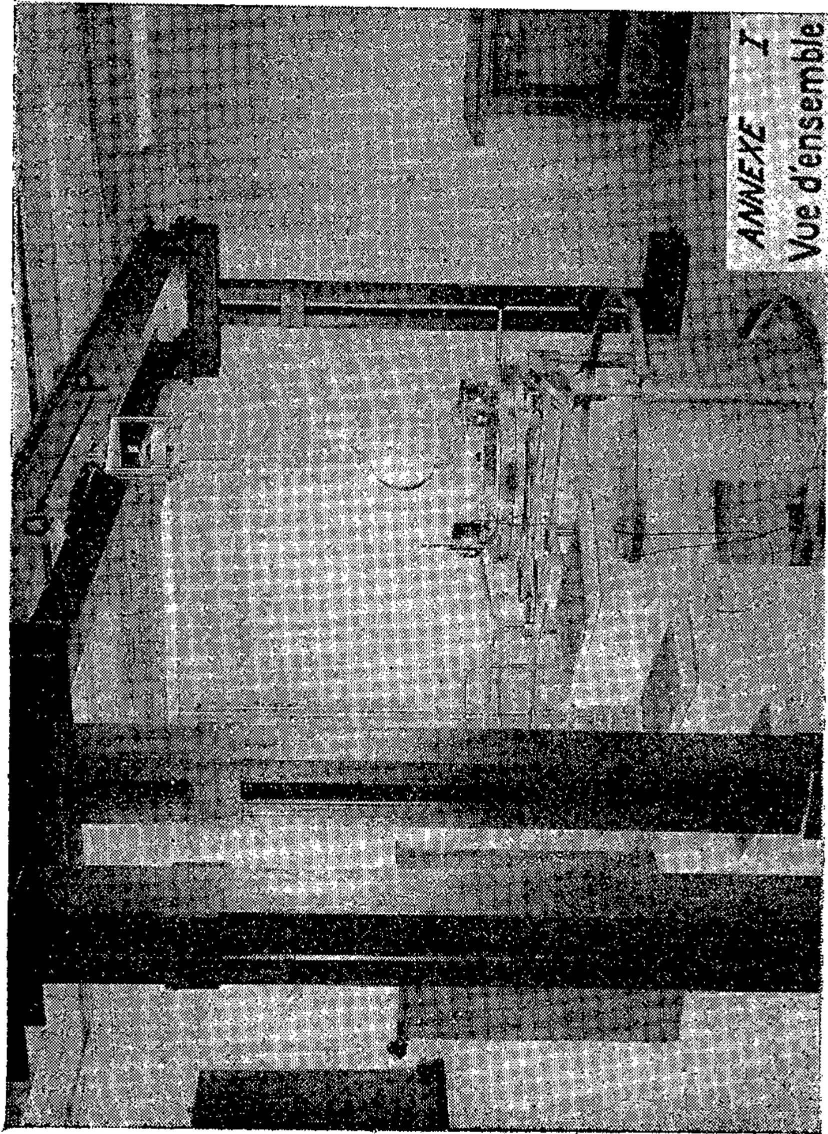
Le support S'' était caractérisé par une très *faible* différence de son inertie propre dans deux plans rectangulaires de sorte que sous cette influence la position *moyenne* du plan d'oscillation tendait à se situer parallèlement au plan de moindre inertie du support indiqué par le vecteur $\overrightarrow{PQ}$ sur les photographies jointes, dont l'azimut était d'environ 171 grades, en comptant les azimuts à partir du Sud dans le sens direct. Il en résultait encore une certaine *tendance moyenne à la formation d'ellipses* lorsque le pendule était lâché dans un plan différent de $\overrightarrow{PQ}$. Ces influences ont été déterminées de manière précise par des expériences de lâchers dans différents azimuts en éliminant l'influence du temps par un choix aléatoire des azimuts de départ.

6. Cependant, au cours d'une série *continue* d'observations la tendance du plan d'oscillation n'a pas été de se fixer au voisinage de la direction PQ (comme on aurait pu s'y attendre, compte tenu de l'effet de Foucault), et la variation de son azimut en fonction du temps s'est présentée comme une oscillation d'allure très irrégulière, au moins à première vue, autour de sa direction *moyenne* P'Q'. Les écarts observés ont été considérables. Au cours d'une même période de 24 h les variations d'azimut ont parfois atteint et dépassé 100 grades. L'azimut moyen observé P'Q' a d'ailleurs été de 150 grades en juin-juillet 1955, inférieur de 22 grades à l'azimut de PQ.

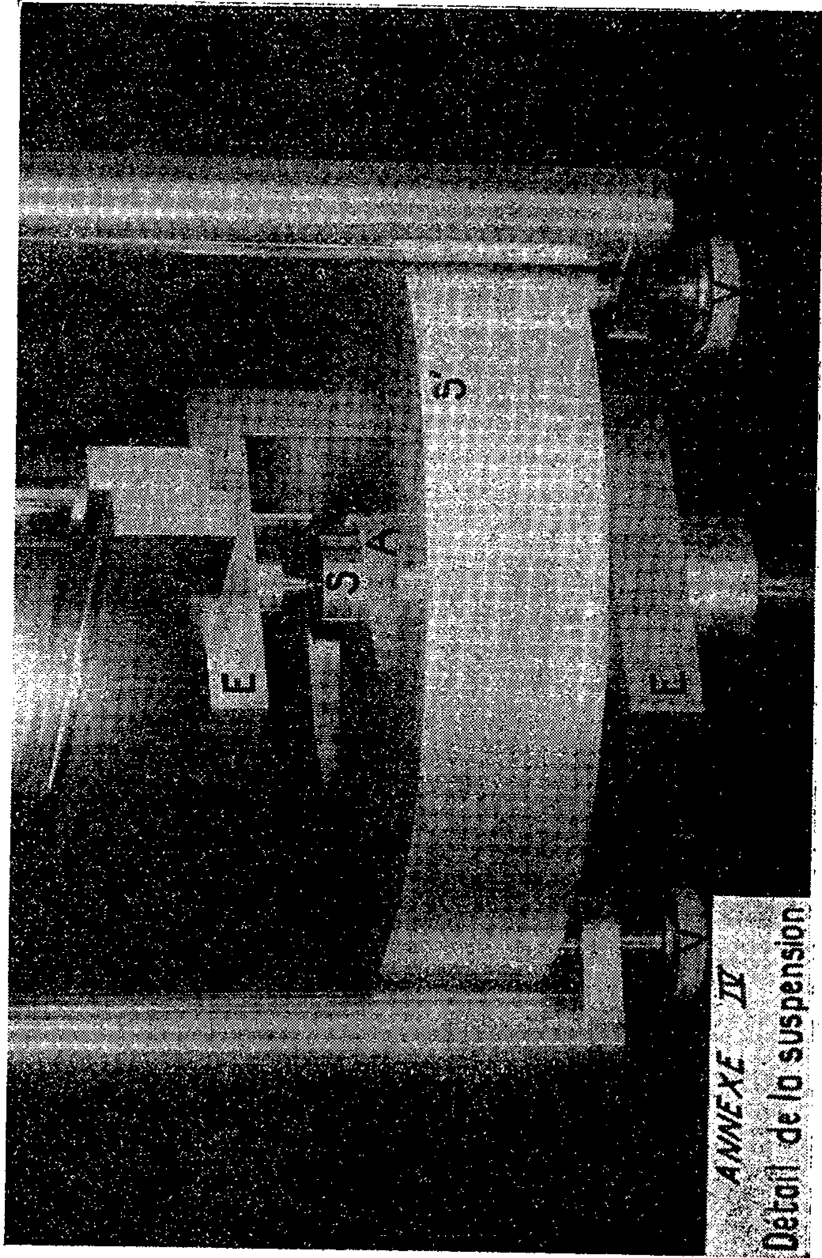
Il est notable que la tangente au départ de la courbe *moyenne* des différentes courbes correspondant aux 2160 séries d'observations élémentaires correspond exactement à l'effet de Foucault.



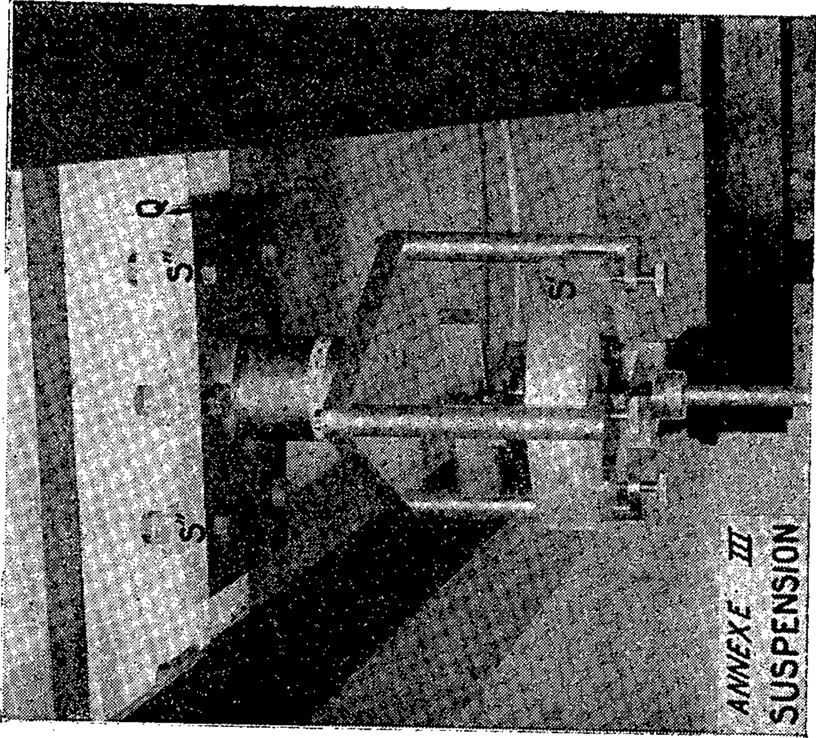
ANNEXE II
CERCLE DE MESURE



ANNEXE I
Vue d'ensemble



ANNEXE IV
Détail de la suspension



ANNEXE III
SUSPENSION

Des phénomènes analogues ont été constatés en septembre-octobre 1955 avec un pendule symétrique constitué par une sphère de plomb.

Des résultats analogues avaient été obtenus en 1953 dans un petit laboratoire situé dans un immeuble en briques, à Paris : 7, cité Fénelon. La masse du pendule oscillait à environ 9 m au-dessus du sol.

(*) Séance du 4 novembre 1957.

AÉRODYNAMIQUE. — *Calcul par analogie rhéoélectrique de la courbure ou de l'épaisseur d'un profil d'aile annulaire satisfaisant à une distribution de pression imposée, lorsque l'écoulement présente la symétrie axiale.* Note (*) de M. **Gérard Hacques**, présentée par M. Joseph Pérès.

Dans un courant de vitesse générale V_0, l'aile annulaire est un obstacle de révolution de rayon a, dont la section par un plan méridien xOy reproduit la forme d'un profil de corde c. Le rapport $\lambda = 2a/c$ caractérise l'aile annulaire comme dans une Note précédente [1].

1. Nous déterminons d'abord la ligne moyenne de ce profil en supposant qu'elle supporte une différence de pression intrados-extrados distribuée en corde suivant une loi imposée. Pour les applications pratiques cette loi est choisie de façon à éviter une survitesse infinie au bord d'attaque; nous nous plaçons donc dans le cas de l'incidence idéale. En supposant le fluide parfait, incompressible et irrotationnel, l'écoulement peut se définir dans le plan xOy par le potentiel harmonique de révolution $\varphi(x,y)$ des vitesses de perturbation. Lorsque la ligne moyenne, qui supporte un effort radial C_z, est placée à l'incidence idéale il y a intérêt à considérer le potentiel d'accélération $u = \partial\varphi/\partial x$ uniforme, qui ne présente pas de singularité au bord d'attaque (survitesse non infinie) et permet par ailleurs d'éviter la réalisation de la coupure utilisée dans la représentation analogique de φ [1]. Le long du segment (0,1), projection du profil à la distance a de l'axe de révolution Ox, les conditions aux limites du potentiel u sont les suivantes :

a. $u^+ - u^- = KV_0F(x)$, $F(x)$ correspond à la différence connue que prennent les vitesses ou les pressions à l'abscisse x; K est un facteur de proportionnalité;

b. En chaque point, continuité de la dérivée $\partial u/\partial y$ au passage intrados-extrados, ce qui traduit d'une façon classique le glissement du fluide sur une paroi matérielle infiniment mince.

L'image rhéoélectrique du champ de la fonction u se réalise dans un bassin à fond incliné en affichant les conditions aux limites sur une mince lame isolante, recouverte d'électrodes e^+ et e^- en vis-à-vis, qui figure la coupure (0, 1). Électriquement les conditions a et b sont automatiquement remplies si la

différence de potentiel entre chaque couple e^+, e^- est imposée par le secondaire d'un transformateur. La mesure de l'intensité $I(x)$, qui traverse ainsi le segment (0, 1) et le relevé du gradient électrique à la bisonde le long de la ligne $(-\infty, 0)$ qui prolonge la coupure (0, 1) donnent la dérivée $\partial u/\partial y$ en chaque point x et la pente locale de la ligne moyenne $\theta(x) = \int_{-\infty}^{x} (\partial u/\partial y)\, dx$. Une nouvelle intégration conduit à sa forme et à son orientation qui détermine son incidence idéale.

Comme illustration de cette méthode nous avons traité deux cas correspondant aux lois $F(x) = 1$ et $F(x) = 1 - x$ qui, dans le cas λ_∞ de l'écoulement bidimensionnel définissent les lignes moyennes adaptées N.A.C.A. $a = 1$ et N.A.C.A. $a = 0$. Pour diverses valeurs de λ comprises entre 0,5 et 1,5 les résultats du calcul analogique montrent que les lignes moyennes d'un profil d'aile annulaire en sont très voisines avec cependant une courbure d'autant moins accusée que λ est plus petit. Les survitesses u^+ et u^- ont nettement perdu le caractère constant ou linéaire imposé à leur différence. Les figures 1 et 2 illustrent ces résultats pour $\lambda = 1$.

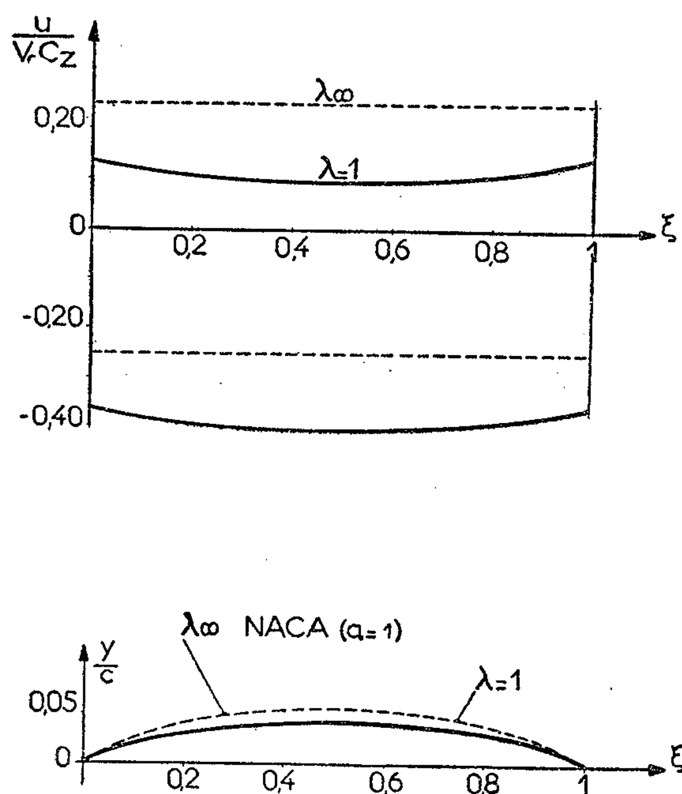


Fig. 1.

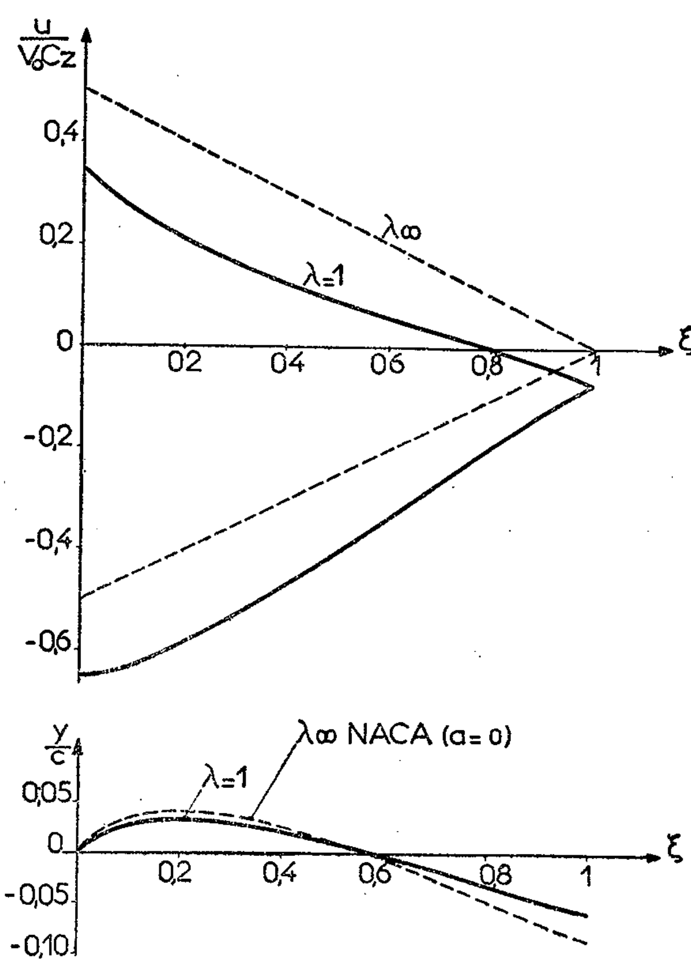


Fig. 2.

2. Nous envisageons ensuite la détermination d'un profil d'aile annulaire épais, symétrique par rapport au maître couple, placé à l'incidence nulle (corde parallèle à l'axe Ox), sur lequel aucun effort radial ne se développe; la distribution des vitesses sur l'intrados et l'extrados est donc la même. Prenons par exemple la distribution connue qui correspond à l'écoulement plan (potentiel des vitesses Φ) autour du profil parabolique bissymétrique d'épaisseur relative e. L'analogie porte cette fois sur le potentiel des vitesses $\varphi(x, y)$ uni-

forme dans le plan xOy qui définit l'écoulement autour du profil recherché. Le long de la coupure (o, 1) nous imposons donc la condition $\varphi^+ = \varphi^- = \Phi$. Électriquement elle est établie par des potentiomètres. Les intensités $I^+(x)$ et $I^-(x)$ qui entrent ou sortent par les électrodes e^+ et e^- ont des valeurs proportionnelles aux pentes, inconnues et différentes en valeur absolue de l'extrados et de l'intrados au point x considéré. La forme $y(x)$ du profil s'obtient par intégration puisque

$$y^{\pm}_{(x)} = \int_0^x \frac{\partial \varphi^{\pm}}{\partial y}\, dx.$$

La figure 3 donne quelques profils épais ainsi obtenus pour différentes valeurs de λ. Les résultats du calcul analogique ont montré que l'épaisseur relative e demeurait pratiquement constante et était égale à celle du profil choisi pour λ_∞. Les courbes extrados et intrados sont très voisines de deux

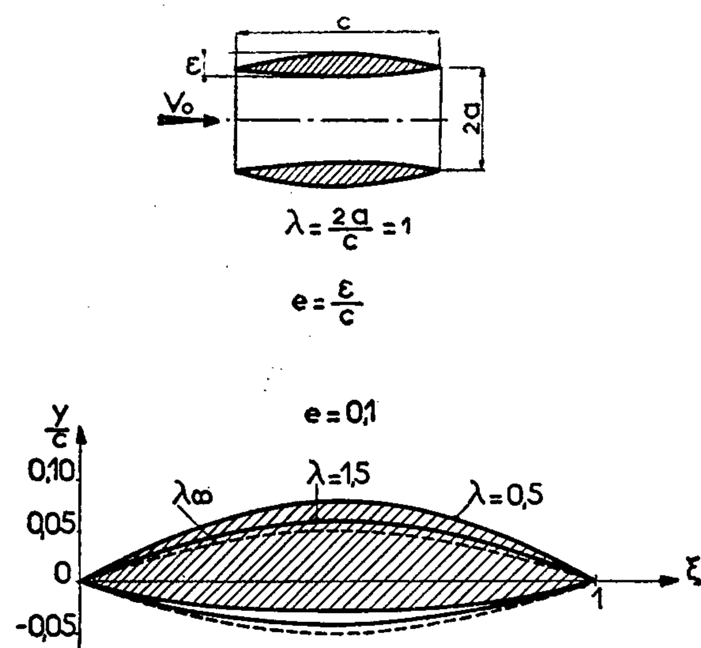


Fig. 3.

paraboles dont le rapport $n(\lambda)$ des flèches (ou des courbures au maître-couple du profil) augmente rapidement quand λ diminue. Si nous considérons ces formes paraboliques comme rigoureuses il est possible de calculer directement $n(\lambda)$. Soit en effet $A(x, y)$ une fonction harmonique de révolution, nulle à l'infini, dont la dérivée $\partial A/\partial y$ est continue au travers de la coupure (o, 1). La formule de Green appliquée à A et à la fonction $u = \partial\varphi/\partial x$ dans le demi-plan xOy entaillé par la coupure (o, 1) conduit à la relation

$$\int_0^1 A^+ \frac{\partial u^+}{\partial y}\, dx + \int_0^1 A^- \frac{\partial u^-}{\partial y}\, dx = 0.$$

Puisque les dérivées $\partial u^{\pm}/\partial y$ sont constantes et égales aux courbures des paraboles au maître-couple du profil, nous avons :

$$n(\lambda) = \frac{\int_0^1 A^-\, dx}{\int_0^1 A^+\, dx}.$$

En prenant par exemple $A = \overline{\varphi}$ potentiel des vitesses de perturbation de l'écoulement qui investit l'aile annulaire conique (¹) le calcul de l'expression

$$n(\lambda) = \frac{\int_0^1 \overline{\varphi}^- \, dx}{\int_0^1 \overline{\varphi}^+ \, dx}$$

donne $n = 1,35$ alors que l'analogie fournit $n = 1,30$ pour l'aile annulaire $\lambda = 1$.

(*) Séance du 4 novembre 1957.

(¹) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1510.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Problèmes posés par l'interprétation causale des équations hydrodynamiques de Pauli.* Note (*) de M. **Pierre Hillion**, présentée par M. Louis de Broglie.

On étudie dans le cadre de l'interprétation causale donnée dans une Note précédente le problème du rayonnement de l'électron ainsi que le mécanisme d'absorption et d'émission d'énergie.

1. On a montré que l'électron pouvait suivre l'une des circonférences d'un ensemble de trajectoires formant une congruence et dans ces conditions l'électrodynamique classique donne pour puissance instantanée rayonnée la valeur :

$$\frac{dw}{dt} = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}|\vec{\gamma}|^2 \qquad (\vec{\gamma}, \text{ accélération}).$$

Ceci est en contradiction à la fois avec l'idée même de mouvement classique de l'électron autour du noyau et avec l'expérience (puisque les mesures spectroscopiques prouvent que l'énergie de la particule ne varie que par quantités discrètes).

Si l'on se place dans le cadre des hypothèses A et B de la Note précédente (mouvement perturbé par un grand nombre de fluctuations aléatoires de valeur moyenne nulle) et si l'on suppose que la particule puisse réabsorber (¹) l'énergie qu'elle a émise, tout ceci au cours des perturbations, il suffira d'admettre comme nulle la variation moyenne d'énergie pour que :

a. l'énergie de l'électron soit constante en moyenne;

b. il soit impossible de déceler un rayonnement à une certaine distance de l'atome.

Ces fluctuations d'énergie ne peuvent se produire que par des échanges avec un autre ensemble et il suffit de supposer, en accord avec l'électrodynamique quantique que l'électron physique est accompagné d'un champ « virtuel » de

photons et de paires avec lequel il est couplé par une liaison semi-élastique. Ceci nous amène à formuler une nouvelle hypothèse :

Hypothèse C. — L'électron physique est accompagné d'un champ virtuel de photons et de paires avec lequel il échange de l'énergie.

2. Examinons les conditions dans lesquelles peut se produire cet échange : une charge mobile e ayant une vitesse $v = v_0 \cos \omega t$ échange avec un champ électrique $E = E_0 \cos(\omega t - \varphi)$, pendant une période, une énergie égale à [2] :

$$\frac{dw}{dt} = \frac{e}{2} E_0 v_0 \cos\varphi.$$

Il est donc nécessaire d'avoir une égalité des fréquences des deux phénomènes, on voit que le signe et l'importance du transfert d'énergie dépendent de la phase. Si donc on assimile le champ « virtuel » à une assemblée d'oscillateurs il suffit de supposer les phases des oscillateurs répartis d'une façon aléatoire pour justifier l'absence de rayonnement.

Or l'onde associée à l'électron a une certaine répartition spectrale $F(\nu)$. Sur les circonférences de la congruence $F(\nu) = F_1(\nu) = \nu_e \delta(\nu - \nu_e)$ avec $\nu_e = w/h$ d'après la relation de M. de Broglie. Pendant les perturbations, $F(\nu) = F_2(\nu)$ *a priori* inconnu, mais d'après la description que l'on a donnée du mouvement dans une Note précédente, il est clair que $F(\nu)$ est tel que $\nu_e = w/h$ est la fréquence la plus probable de l'onde associée à l'électron. Il faut donc que l'une des fréquences ν_k des oscillateurs du champ « virtuel » soit égale à ν_e, ce qu'on énonce sous forme d'une nouvelle hypothèse.

Hypothèse D. — Les échanges d'énergie entre l'électron et son champ électromagnétique « virtuel » se produisent quand la fréquence de l'un des oscillateurs du champ a la valeur $\nu_e = w/h$.

Les phases de l'onde électronique et du champ virtuel seront telles que $\overline{\cos\varphi} = 0$. On en conclut à l'existence d'un spectre discret des valeurs ν_e et l'ensemble des hypothèses C et D semble pouvoir justifier l'absence de rayonnement dans l'interprétation causale de l'atome d'hydrogène.

3. L'interprétation causale conduit à abandonner la notion d'états stationnaires, mais il faut expliquer l'émission et l'absorption d'énergie. L'idée d'une résonance peut être utilisée ainsi : Lors d'une perturbation au cours d'un échange d'énergie entre l'électron et son champ « virtuel », l'onde électronique va balayer les fréquences de la répartition $F(\nu)$ autour de ν_{e_1} et s'il existe une autre fréquence ν_{e_2} dans $F(\nu)$, il s'établira un régime de battements entre ν_{e_1} et ν_{e_2} au cours desquels peut se produire une résonance avec rupture de l'équilibre entre le champ virtuel et l'électron, ce dernier restant « accroché » sur la fréquence ν_{e_2}. L'onde associée à l'électron subira une variation de la fréquence la plus probable $\nu = |\nu_{e_2} - \nu_{e_1}|$ tandis que la particule verra son énergie modifiée d'une quantité $h\nu = w_1 - w_2$. A cause de la rupture d'équi-

libre, cette variation ne peut être supportée (absorbée ou fournie) que par l'extérieur.

Hypothèse E. — L'émission et l'absorption d'énergie par l'électron auront lieu au cours d'une résonance s'établissant lors de battements de l'onde associée à l'électron entre les fréquences ν_{e_1} et ν_{e_2} de l'état initial et de l'état final.

Il est probable que ce mécanisme ne peut être décrit que par une équation non linéaire.

4. Il est possible d'expliquer les règles de sélection en admettant, ce qui semble naturel, que le balayage des fréquences est continu, l'accrochage de l'onde se réalisant sur la fréquence du spectre des ν_e la plus voisine de ν_{e_1}.

Il semble donc que l'interprétation causale des équations hydrodynamiques de Pauli puisse fournir une description correcte des résultats expérimentaux. Il resterait à faire le même travail pour l'équation de Dirac et à voir comment l'introduction de termes non linéaires pourrait rendre compte des phénomènes de résonance dont on postule l'existence.

(*) Séance du 14 octobre 1957.

(1) Bopp, *Nuo. Cim.*, sup. n° **3**, p. 56.

(2) Bohm, *Quantum Theory*.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Influence des fluctuations de masse dans un cristal sur le libre parcours moyen des phonons*. Note (*) de M. **Jean Tavernier**, présentée par M. Louis de Broglie.

1. *Introduction*. — Si l'on ne tient pas compte de la diffusion des phonons par les électrons, la conductivité thermique d'un corps cristallin peut s'écrire :

$$K = K_{ph} + K_e$$

K_e : conductivité thermique due aux électrons, facilement évaluée en fonction de la conductivité électrique par la loi de Wiedmann-Franz.

K_{ph} : conductivité thermique due aux phonons, pouvant s'écrire sous la forme :

$$K_{ph} = \frac{1}{3} C_v c \wedge$$

C_v : chaleur spécifique à volume constant ;

c : vitesse du son dans le cristal ;

$\wedge$: libre parcours moyen des phonons.

Or dans le cas d'un semi-conducteur le terme prédominant est K_{ph}. Dans l'évualuation de ce terme seule celle de $\wedge$ présente certaines difficultés.

Nous donnons ici un calcul basé sur la théorie des perturbations de la limitation du libre parcours moyen des phonons par les fluctuations de masse

des atomes : d'origine isotopique dans le cas des corps purs ou dues à la substitution au hasard d'atomes différents dans le cas de solutions solides.

2. *Étude d'un réseau présentant des fluctuations de masses.* — L'hamiltonien de ce système est de la forme

$$H_1 = \frac{1}{2}\sum_{\alpha}\sum_{n}\frac{(P_n^{\alpha})^2}{M_n} + V = H_0 + U.$$

où

$$U = \frac{1}{2}\sum_{\alpha}\sum_{n}\left(\frac{1}{M_n} - \frac{1}{M}\right)(P_n^{\alpha})^2$$

P_n^{α}, composante α de la quantité de mouvement du $n^{\text{ième}}$ noyau.

Nous considérons U comme une perturbation.

Nous allons calculer pour un mode normal la probabilité de transition introduite par la présence de la perturbation U.

Pour ce faire nous considérerons :

— un état initial dans lequel existent deux modes définis par $\Phi_0 = (\vec{f}_0, s_0)$ et $\Phi_1 = (\vec{f}_1, s_1)$ avec respectivement n_{Φ_0} et n_{Φ_1} phonons; fonction d'onde $|\psi_n\rangle$;

— un état final dans lequel existent deux mêmes modes que précédemment avec respectivement m_{Φ_0} et m_{Φ_1} phonons; fonction d'onde $|\psi_m\rangle$.

Nous aurons alors

$$|\langle\psi_n|U|\psi_m\rangle|^2 = 2\frac{(M^N)^2}{N^4 M^2}\left[\vec{V}_0(\Phi_0).\vec{V}_0(\Phi_1)\right]^2 n_{\Phi_0}(n_{\Phi_1}+1)$$
$$\times\left[\sum_{n}\left(\frac{M}{M_n}-1\right)\cos(\vec{f}_0.\vec{a}_n)\cos(\vec{f}_1.\vec{a}_n)\right.$$
$$\left.\times\sum_{n'}\left(\frac{M}{M_{n'}}-1\right)\cos(\vec{f}_0.\vec{a}_{n'})\cos(\vec{f}_1.\vec{a}_{n'})\right]$$

les sommes étant étendues au cristal entier.

Supposons maintenant qu'il existe dans le cristal r espèces d'atomes de masses différentes $M_1, \ldots, M_i, \ldots, M_r$ avec les probabilités de présence respectives $p_1, \ldots, P_i, \ldots, P_r$.

Définissons la masse M par

$$\frac{1}{M} = \overline{\left(\frac{1}{M_i}\right)} = \sum_{i=1}^{r}\frac{P_i}{M_i} \neq \frac{1}{\overline{M}}$$

et posons

$$\overline{\left(\frac{M}{M_n}-1\right)^2} = \sum_{i=1}^{i=r}\left(\frac{M}{M_i}-1\right)^2 p_i = M^2\sum_{i=1}^{i=r}\left[\frac{1}{M_i}-\overline{\left(\frac{1}{M_i}\right)}\right]^2 p_i = M^2\sigma^2 = \varepsilon,$$

$\overline{A}$ signifiant : valeur moyenne de A.

Si n et n' représentent l'écart du nombre de phonons à partir de leur nombre à l'équilibre N, nous aurons :

$$n_{\Phi_0} = N + n, \qquad n_{\Phi_1} = N + n',$$

n et n' étant proportionnels au cosinus de l'angle que fait leur vecteur d'onde respectif $\vec{f}_0$, $\vec{f}_1$ avec le vecteur $\overrightarrow{\text{grad}\,T}$ [1].

Ceci nous permet d'écrire la vitesse de variation du nombre de phonons appartenant au mode $\Phi_0=(\vec{f}_0, s_0)$ du fait de leur interaction avec les phonons du mode $\Phi_1=(\vec{f}_1, s_1)$ sous la forme

$$-\frac{1}{n}\frac{\partial n_{\Phi_0}}{\partial t}\Big]_{(1)}=\frac{2\pi}{\hbar}\frac{\varepsilon}{N}\left[\vec{V}_0(\Phi_0).\vec{V}_0(\Phi_1)\right]^2\left(1-\frac{n'}{n}\right)\hbar^2\omega_0^2.$$

Le temps de relaxation τ imposé par les fluctuations de masse sera alors :

$$\frac{1}{\tau}=-\frac{1}{n}\frac{\partial n_{\Phi_0}}{\partial t}=\frac{2\pi}{\hbar}\hbar^2\omega_0^2\frac{\varepsilon}{N}\sum_{s=1}^{3}\int_{\Sigma}\left[\vec{V}_0(\Phi_0).\vec{V}_0(\Phi_1)\right]^2\left(1-\frac{n'}{n}\right)\rho(E_0)\,dS,$$

où

$$E_0=\hbar\omega_0=\hbar\omega(\vec{f}_0, s_0),$$

Σ, surface de l'espace des f sur laquelle $E=E_0$;
$\rho(E_0)$, densité des états par unité de surface de Σ et par unité d'énergie.

En tenant compte du fait que la vitesse de propagation des ondes élastiques dans un cristal dépend plus de la direction de polarisation que de la direction du vecteur d'onde, nous poserons :

$$E(\vec{f}, s)=\hbar\omega(\vec{f}, s)=\hbar C_s f, \qquad \text{où} \quad f=|\vec{f}|,$$

C_s étant la vitesse des ondes de polarisation s.

Pour une polarisation donnée

$$\rho(E_0)\,dS=\frac{1}{\hbar}\frac{\omega_0^2}{C_s^3}\frac{V}{(2\pi)^3}\,d\Omega$$

où V est le volume du cristal
$d\Omega$: l'angle solide élémentaire dans l'espace des f.

Si de plus nous tenons compte qu'en moyenne :

$$\left[\vec{V}_0(\Phi_0).\vec{V}_0(f, s)\right]^2=\frac{1}{3} \qquad \text{et} \qquad \frac{n'(f)}{n(f_0)}=0.$$

Nous pouvons écrire pour les phonons de pulsation ω :

$$\frac{1}{\tau}=\frac{1}{\pi}\frac{V_0\varepsilon\omega^4}{\bar{c}^3}$$

en posant $V_0=V/N$: volume occupé par un atome et en définissant une vitesse moyenne du son par :

$$\frac{1}{\bar{c}^3}=\frac{1}{3}\sum_{s=1}^{3}\frac{1}{C_s^3}$$

Remarquons, que le résultat précédent peut être généralisé à un réseau construit à partir d'un motif de plusieurs atomes, car on peut montrer d'une façon générale que le produit $V_0 \varepsilon$ est indépendant du nombre d'atomes inclus dans le volume V_0 ; ε étant alors la dispersion des inverses des masses possibles dans ce volume V_0.

(*) Séance du 4 novembre 1957.

(1) P. R. KLEMENS, *Proc. Phys. Soc.* A **68**, 1955, p. 113.

(*Laboratoire de physique de l'École normale supérieure de Paris.*)

THÉORIE CINÉTIQUE DES GAZ. — *Sections efficaces d'interaction électrostatique dans les plasmas. Définitions.* Note (*) de M. **MICHEL BAYET**, présentée par M. Joseph Pérès.

Définitions des différentes « sections efficaces » pour les différents constituants d'un gaz isotrope formé de particules quelconques.

Nous considérons un gaz homogène et infini constitué de plusieurs espèces de particules, que nous supposons assez dilué pour que les interactions « collectives » soient négligeables vis-à-vis des interactions « binaires », et pour que la fonction de distribution des vitesses $f(\vec{v}, t)$ qui décrit le comportement de chaque espèce de particules soit, lorsque le système est en en équilibre, maxwellienne à une température absolue T proportionnelle à l'énergie totale (gaz non dégénéré).

Nous nous proposons de déterminer comment s'effectue le retour à l'équilibre, lorsque celui-ci a été troublé par une perturbation susceptible d'avoir affecté de façons différentes les fonctions f des différentes espèces de particules. Ce retour à l'équilibre s'effectuera par l'intermédiaire des interactions (binaires) entre les différents constituants du système, interactions que nous supposerons purement *élastiques*. L'action de ces interactions sur chaque fonction f se traduira sous la forme d'un « opérateur de collisions » appliqué à f, soit $J(f)$, tel que l'évolution dans le temps de f soit régie par l'équation de Boltzmann

$$\frac{\partial f}{\partial t} = J(f)$$

Pour calculer cet opérateur, il faut faire l'étude des interactions binaires, étude qui nécessite l'utilisation d'un système de coordonnées de référence. Il semble indiqué *a priori* de choisir ce système lié à l'une des deux particules en interaction (auquel cas on dira que l'on étudie la déviation « relative » dans le système « relatif » S_r), ou à leur centre de gravité (système « S_g »). Or ces deux systèmes possèdent en commun les deux propriétés suivantes :

1° La déviation α subie par la (ou les) particule mobile est la même ($\alpha_r = \alpha_g$);

2° Les modules des vitesses des deux particules y restent constants. Il en résulte que l'action de l'opérateur J est la même dans les deux systèmes (qui se trouvent d'ailleurs confondus dans le cas d'un « gaz de Lorentz parfait », caractérisé par un rapport des masses des deux types de particules nul), et qu'il se traduit uniquement par une réorientation aléatoire des vitesses, c'est-à-dire par la disparition des anisotropies éventuelles de la fonction f. Pour faire apparaître des variations des modules de ces vitesses, et par suite des échanges d'énergie entre particules, il sera nécessaire de faire choix d'un autre système de référence (système « fixe » ou « du laboratoire » S_l), dans lequel l'opérateur de collision, qui « n'opérera » que sur des fonctions isotropes, sera noté J'.

Or l'action de la perlubation sur le système de particules considéré se traduira généralement par le fait que chacune des fonctions de distribution f ne sera plus, ni maxwellienne à T°, ni même isotrope. Pour caractériser cette action, on sera alors amené à faire apparaître dans la fonction de distribution la plus générale sa composante isotrope, (que nous noterons f_{is}), puis, dans cette fonction isotrope, sa composante maxwellienne à la température T (soit f_T) en effectuant les développements suivants :

$$f(\vec{v}, t) = f_{is}(v, t) + \sum_{0 \leq |m| \leq l}\sum C_{lm}(v, t) Y_l^m$$

$$f_{is}(v, t) = f_T(v) + \sum_j c_j(t) y_j$$

Il convient de prendre, pour Y_l^m et y_j, des fonctions appropriées; nous admettrons qu'il est toujours possible d'utiliser les fonctions propres des opérateurs J et J'. Nous avons d'ailleurs montré qu'en ce qui concerne J, ses fonctions propres Y_l^m étaient les fonctions sphériques classiques, quelle que soit la loi de force (centrale) entre les particules en interaction ([1]); par contre, les y_i dépendent de cette loi, et même n'existent pas toujours ([2]).

On voit alors facilement, en désignant par $-\bar{\nu}_{lm}$ et $-\bar{\bar{\nu}}_j$ les valeurs propres associées aux fonctions propres Y_l^m et y_j [on a d'ailleurs : $\bar{\nu}_{lm} \equiv \bar{\nu}_l$ quel que soit m; *cf.* ([1])], que l'évolution de la fonction f est donnée, à partir du temps $t = 0$ où cesse la perturbation, par les équations

$$\frac{\partial C_{lm}}{\partial t} = -\bar{\nu}_{lm} C_{lm}; \qquad \frac{\partial c_j}{\partial t} = -\bar{\bar{\nu}}_j c_j;$$

d'où

$$C_{lm}(v, t) = \exp(-\bar{\nu}_{lm} t)\, C_{lm}(v, 0)$$

$$c_j(t) = \exp(-\bar{\bar{\nu}}_j t)\, c_j(0).$$

On voit ainsi que les composantes anisotropes $C_{lm} Y_l^m$ et amaxwelliennes $c_j y_j$

« s'amortissent » exponentiellement avec les « constantes de temps » respectives $\bar{\nu}_{lm}^{-1}$ et $\bar{\bar{\nu}}_j^{-1}$. On dira alors que $\bar{\nu}_{lm}$ est la « fréquence de relaxation de l'anisotropie l, m », et que $\bar{\bar{\nu}}_j$ est la « fréquence de relaxation du terme amaxwellien j ». Plus ces « fréquences » seront élevées, plus les « relaxations » du gaz des particules considérées, c'est-à-dire son retour à l'équilibre, se feront rapidement.

Il est évident que les fréquences ν sont proportionnelles au nombre d'interactions subies en une seconde par chacune des particules décrites par la fonction f, c'est-à-dire à sa vitesse v et au nombre N de particules présentes dans l'unité de volume : on pourra donc écrire

$$\bar{\nu}_{lm} \equiv \bar{\nu}_l = \mathrm{N} v \overline{\mathrm{Q}}_l,$$
$$\bar{\bar{\nu}}_j = \mathrm{N} v \overline{\overline{\mathrm{Q}}}_j.$$

Les quantités $\overline{\mathrm{Q}}_l$ et $\overline{\overline{\mathrm{Q}}}_j$, qui ont les « dimensions » d'une surface et sont *a priori* fonctions de la vitesse v, seront appelées respectivement « sections efficaces de relaxation des anisotropies d'ordre l », et « sections efficaces de relaxation des écarts amaxwelliens d'ordre j » pour les particules décrites par la fonction de distribution f dans le milieu considéré; il est essentiel de rappeler que leur valeur dépend du système de référence adopté pour la mesure de la vitesse; les premières en particulier ne seront calculées que pour un système de référence lié aux particules (S_r ou S_g).

Dans une publication ultérieure, nous appliquerons ces considérations à l'étude d'un « plasma », c'est-à-dire d'un milieu renfermant des particules chargées électriquement, positives et négatives, la charge électrique globale (d'espace ou de volume) étant nulle; nous supposerons toutes ces charges égales à e en valeur absolue, et la concentration de chacune d'elles égale à $n(\mathrm{cm}^{-3})$.

(*) Séance du 4 novembre 1957.

(1) M. Bayet, J. L. Delcroix et J. F. Denisse, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2146.

(2) M. Bayet, J. L. Delcroix et J. F. Denisse, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 171.

TENSION SUPERFICIELLE. — *Recherches expérimentales sur la tension superficielle des liquides en mouvement.* Note de MM. **Marius Borneas** et **Ervin Kalman**, présentée par M. Eugène Darmois.

1. Afin de comparer la tension superficielle des liquides en mouvement à celle des liquides en repos, on a effectué des mesures avec un tensiomètre Lecomte du Noüy, la cuvette contenant le liquide étant mise en rotation. Des recherches semblables, mais avec le liquide s'écoulant en direction radiale, ont été faites par G. Piccardi, E. Ferroni, G. Rovai et M. L. H. Herquet (1).

Nos mesures, avec substances, anneaux et rotations diverses, ont conduit à des résultats montrant une augmentation par mouvement, de la tension superficielle. Dans ce qui suit, nous donnons quelques tableaux contenant les résultats cinématiques en comparaison avec ceux statiques. N'étant pas préoccupés des valeurs absolues de la tension superficielle, nous avons donné les angles à la rupture, mesurés sur le cadran de l'appareil. Les chiffres représentent les moyennes d'un grand nombre de mesures, effectuées en continuation et aussi avec retours répétés, du mouvement au repos et inversement.

		I.			
	Le liquide.......	Eau.	Alcool éth.	Toluène.	Tétrachlorure de carbone.
Angle à la rupture	Repos........	146°50′	92°30′	59°20′	53°30′
	Rotation......	149,20	95,30	60,10	55,00

		II.			III.	
	Le liquide,......	Eau.	Alcool.	Benzène.	Alcool.	Eau.
Angle à la rupture	Repos........	146°20′	118°30′	55°30′	49°10′	141°40′
	Rotation......	151,10	127,50	57,00	50,30	146,30

		IV.		V.	
	Le liquide.......	Alcool.	Eau.	Eau.	Toluène.
Angle à la rupture	Repos........	49°10′	141°50′	146°10′	56°30′
	Rotation......	50,00	144,20	147,50	57,40

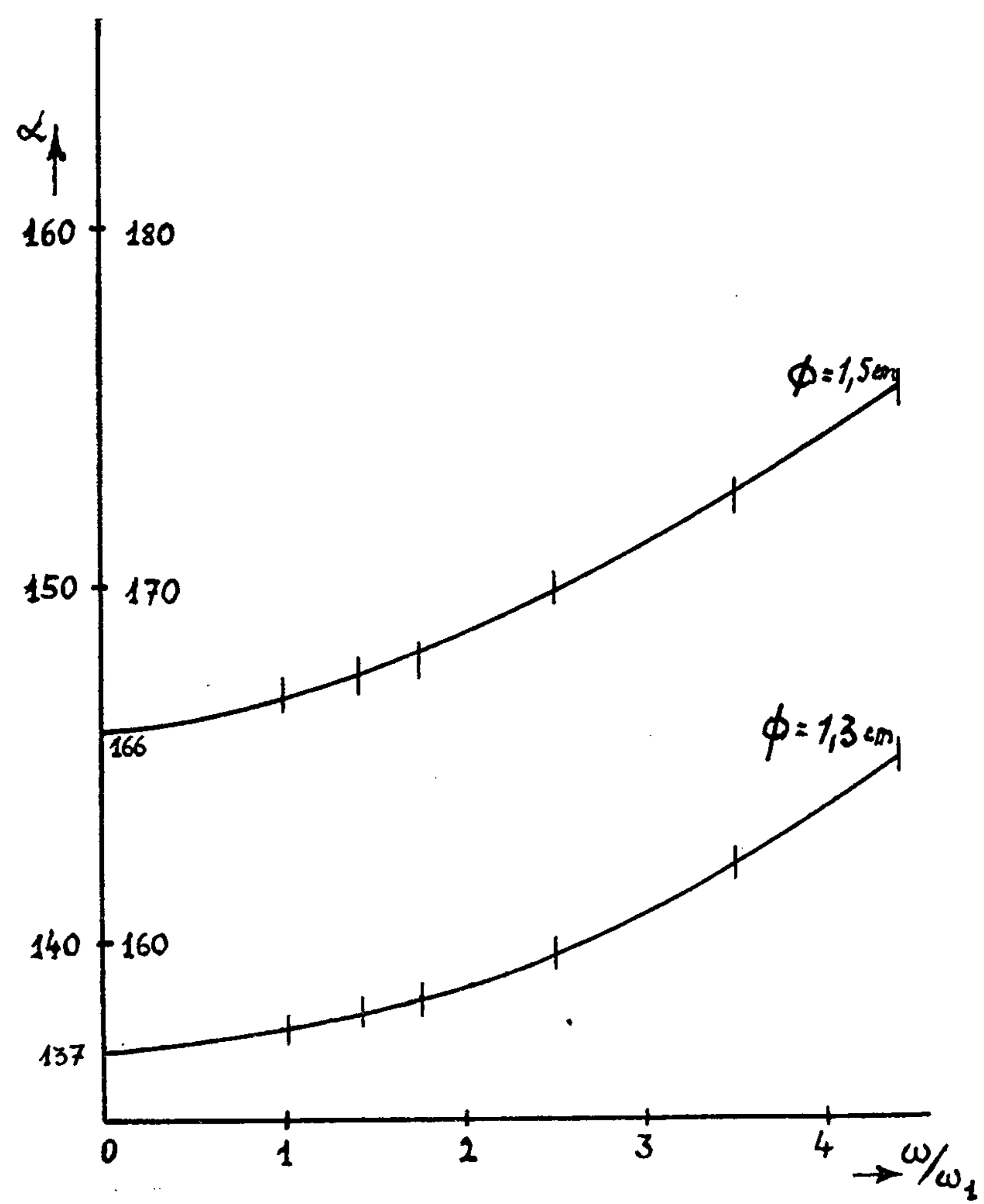
Les tableaux notés de I à V représentent des mesures effectuées dans des périodes de temps très différentes.

Pour des fréquences de rotation diverses on a obtenu des résultats conformément aux courbes de la figure 1 ($\alpha =$ l'angle de rupture).

Nous remarquons que tous les résultats ci-dessus ont été obtenus en travaillant avec les substances telles qu'elles ont été ôtées des flacons. On a constaté des anomalies surtout dans le cas de l'eau, si l'on a changé la température avant la mesure. L'examen du phénomène de ce point de vue, forme l'objet des recherches futures.

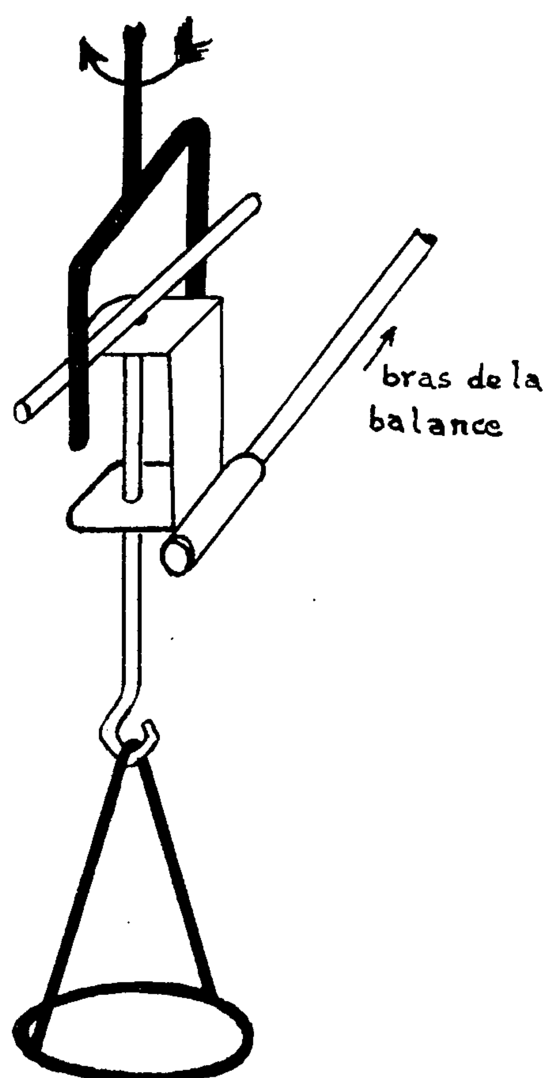
2. Aussitôt apparaît la question si, par hasard, la variation de la tension superficielle n'est pas due au mouvement relatif entre le liquide et l'anneau ? Pour élucider ce problème, on a construit un dispositif, qui permet de tourner soit seulement la cuvette, soit seulement l'anneau, soit tous les deux. Comme on voit sur la figure 2, l'anneau était accroché sur une verge en T, qui pouvait être mise en rotation à l'aide d'une fourche.

Les résultats obtenus avec ce dispositif sont moins précis. Nous donnons d'abord les nombres dans le cas du mouvement de l'anneau seul.



α
160
180
150
170
140
160
166
137
φ = 1,5 cm
φ = 1,3 cm
0
1
2
3
4
ω/ω₁

Fig. 1.



bras de la
balance

Fig. 2.

		I.		II.	
	Le liquide.......	Eau.	Benzène.	Eau.	Benzène.
Angle à la rupture	Repos	130° ± 1°	77° ± 1°	163° ± 1°	98° ± 1°
	Rotation I....	131 ± 1	77 ± 1	163 ± 1	98 ± 1
	» II...	–	77 ± 1	164 ± 1	98 ± 1
	» III...	–	–	164 ± 1	–

Ensuite, voici les chiffres dans le cas des rotations combinées.

	Le liquide.........	Eau.
Angle à la rupture	Repos	163° ± 1°
	Cuvette et anneau tournent dans le même sens......	166 ± 1
	» en repos, anneau en rotation.............	163 ± 1
	» en rotation, anneau en repos.............	166 ± 1
	» et anneau tournent dans le sens contraire...	166 ± 1

De l'examen de ces tableaux, il paraît que la rotation de l'anneau ne modifie pas la tension superficielle. Une influence possible est moindre que les erreurs de mesure; un appareil plus précis pourrait montrer davantage.

Une autre modification du dispositif a été faite par l'introduction de quelques palettes, pour entraîner l'air au-dessus du liquide en rotation. On n'a décelé aucun changement.

(1) G. Piccardi et E. Ferroni, *Annali di Chimica*, **41**, 1951, p. 3; E. Ferroni et G. Rovai, *Rendiconti dell Accad. Naz. Lincei*, 8e série, **11**, fasc. 3-4, 1951, p. 202; M. L. H. Herquet, *Mededel. Vlaam. Chem. Ver.*, **13**, 1951, p. 35-40.

TENSION SUPERFICIELLE. — *L'étude expérimentale des rideaux liquides par rapport à la tension superficielle.* Note de M. **Constantin Sălceanu**, présentée par M. Eugène Darmois.

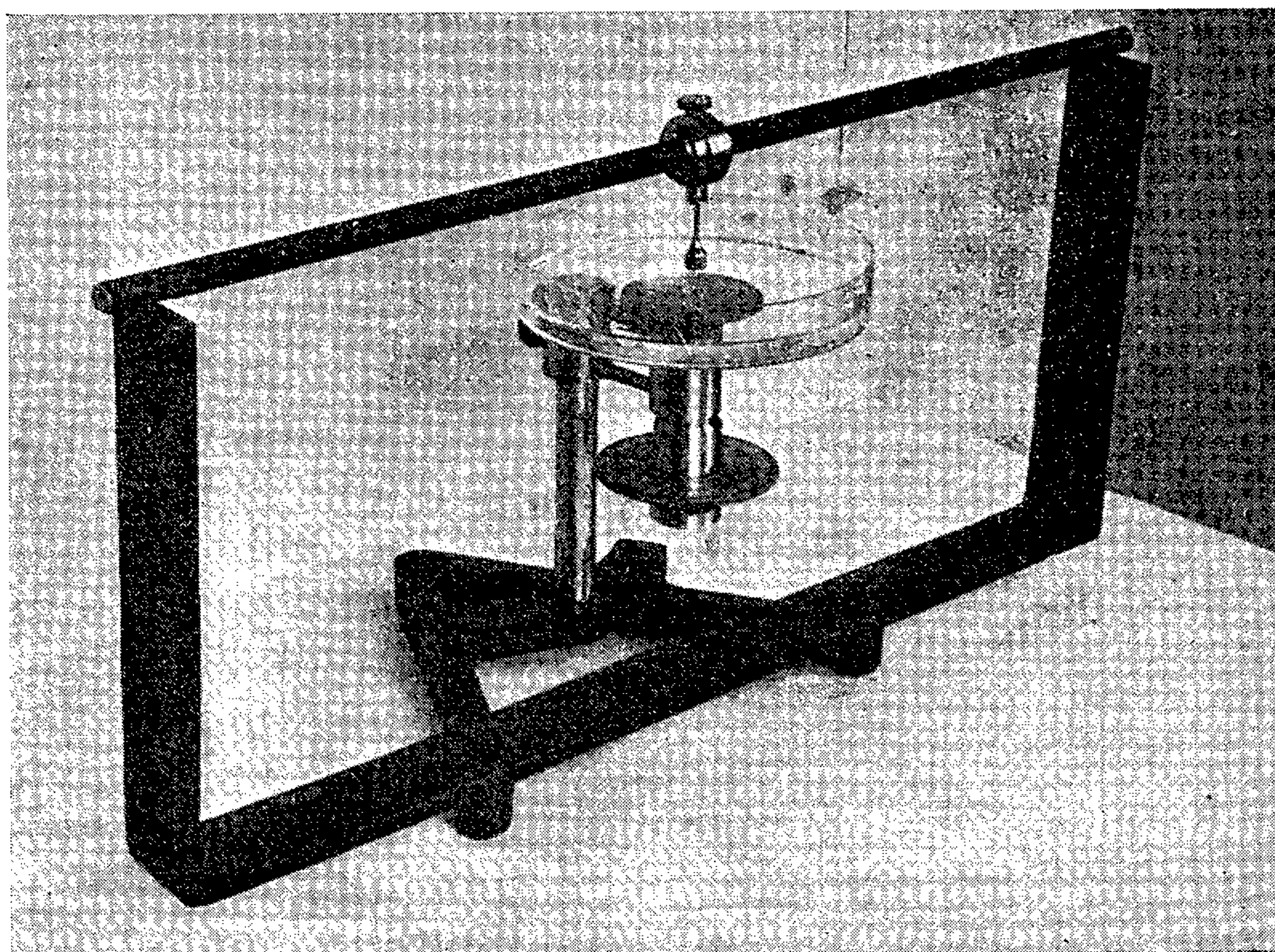
La méthode d'arrachement connue dans la détermination de la tension superficielle des liquides permet une variante dans laquelle les conditions expérimentales sont inversées. C'est-à-dire, au lieu de mesurer la force d'arrachement de l'anneau de platine à l'aide duquel on détermine la tension superficielle du liquide, on mesure, au contraire, la hauteur de la colonne du liquide qui provoque le détachement de l'anneau de la masse du liquide. Et, comme dans ce phénomène le rôle principal est joué par la membrane du liquide, qui caractérise les forces de tension superficielle qui s'opposent au détachement, nous avons convenu d'appeler *rideau* cette membrane liée à la colonne du liquide et responsable du phénomène d'arrachement.

La théorie du phénomène a été donnée par Laplace et comporte la mesure de la hauteur du rideau liquide au moment de son détachement de la masse

parfaitement horizontale d'un disque. Cette théorie a été reprise par Émile Mathieu et amplifiée dans les conditions de détail dans sa *Théorie de Capillarité* (¹).

La théorie de Laplace, perfectionnée par Mathieu, nous donne les valeurs théoriques de la hauteur, h, du rideau liquide, sous trois approximations :

Première approximation (Laplace), $h = 2a$ pour le rayon du disque $R = \infty$; la deuxième approximation (Laplace), $h = 2a - (2a^2/3R)$ pour les valeurs moyennes de R; la troisième approximation (Mathieu), $h = 2a\sqrt{1-(2a/3R)}$, pour les valeurs petites de R. Nous avons noté par a, la valeur $a^2 = (\gamma/\rho g)$, où γ est la tension superficielle du liquide, ρ est sa masse spécifique et g, l'accélération de la gravitation du lieu de mesure.



Dispositif expérimental. — Dans notre dispositif de mesure (photo) nous avons employé un flotteur annulaire en laiton à arête fine, en forme de cloche, ouvert à la partie supérieure, ayant 10 mm comme diamètre à la partie en contact avec le liquide à étudier. Il était suspendu dans une niche aménagée dans un bloc métallique, suspendu à une barre horizontale. Celle-ci était attachée au cadre métallique de l'appareil. Sur le support de l'appareil pouvait coulisser verticalement un curseur, qui portait une plaque en laiton, sur laquelle reposait le vase contenant le liquide à étudier. Cette plaque pouvait subir des déplacements très petits, où l'on pouvait estimer 2,5 μ,

Nous avons cherché à assurer une bonne horizontalité du flotteur annulaire en employant une suspension électromagnétique. Une tige d'acier pratiquée à la partie supérieure du flotteur faisait contact en un seul point contre la surface

plane du noyau d'un petit électroaimant fixé à son tour sur la lige du cadre de l'appareil. Ce dispositif nous a donné une satisfaction parfaite, par la fidélité des résultats obtenus.

Influence du diamètre du vase sur la hauteur du rideau. — Toutes les mesures effectuées sur divers liquides ont montré que la hauteur h du rideau croît avec le diamètre du vase, atteignant un palier qui dépend de la nature du liquide, c'est-à-dire de sa tension superficielle. Le palier se forme à une distance grande quand la tension superficielle du liquide est plus grande. Par exemple pour l'eau distillée ($t = 23°,5$ C) nous obtenons les résultats suivants :

Diamètre du vase (cm).	Hauteur h (μ).	Diamètre du vase (cm).	Hauteur h (μ).
4	3 625	16,6	4 125
5,8	3 725	26,7	4 237
11,7	3 975		

La courbe de l'eau présente un palier vers 4 300 μ.

Vérification des formules d'approximation de Laplace et de Mathieu dans le cas de quelques liquides. — Le tableau suivant dressé pour huit liquides différents nous donnera une comparaison entre les hauteurs des rideaux des liquides calculés d'après les formules d'approximation (2) et (3) de Laplace et de Mathieu et les mêmes grandeurs obtenues d'après le palier de la courbe expérimentale dans les conditions $R = 0,5$ cm et $t = 20°$C.

	Densité.	Tension superficielle.	h_2 (Laplace).	h_3 (Mathieu).	h (exp.).
Eau distillée	1	73	0,44	0,43	0,425
Acétone	0,78	23,2	0,30	0,30	0,296
Alcool amylique	0,81	23,5	0,30	0,30	0,305
CS_2	1,26	31,5	0,29	0,28	0,305
Éther éthylique	0,72	16,8	0,27	0,27	0,263
Glycérine	1,25	64	0,39	0,39	0,41
Benzène	0,89	28,3	0,32	0,31	0,302
CCl_4	1,6	26,8	0,24	0,23	0,22

Ce tableau justifie l'emploi du flotteur annulaire de petit rayon, les résultats obtenus étant en bonne concordance avec les formules d'approximation de Laplace et Mathieu.

Nous avons cherché à l'aide de notre dispositif à étudier l'influence de la nature des parois du vase, de même l'influence de la nature du flotteur sur la hauteur de rupture du rideau. Dans tous les cas on a employé des matériaux parfaitement mouillables comme : laiton, fer, aluminium, verre, « plexiglass », « ébonite ». L'influence restait toujours négligeable.

Le phénomène d'adhésion ne peut être considéré comme responsable du palier obtenu dans divers cas étudiés. Le rôle principal est joué par l'énergie de la membrane du liquide, liée étroitement à sa tension superficielle.

(1) E. Mathieu, *Théorie de la Capillarité*, Paris, Gauthier-Villars, 1883, p. 126.

OPTIQUE. — *Le pouvoir réflecteur en incidence normale depuis le visible jusque dans l'ultraviolet lointain des dépôts de germanium obtenus par évaporation sous vide.* Note de Mlle **Sonja Kandare**, présentée par M. Eugène Darmois.

On étudie le pouvoir réflecteur dans la région spectrale 1 100-5 000 Å de couches de germanium obtenues par évaporation sous vide. On observe une variation du pouvoir réflecteur en fonction des conditions d'évaporation et une augmentation du pouvoir réflecteur lorsqu'on utilise un évaporateur de tantale.

Pour compléter les résultats que nous avons donnés antérieurement sur le pouvoir réflecteur des semi-conducteurs internes : silicium, sélénium, tellure ([1]), ([2]), ([3]), nous avons entrepris une étude analogue sur le germanium, pour lequel, à notre connaissance, il n'existe aucune donnée sur le pouvoir réflecteur dans l'ultraviolet et l'ultraviolet lointain.

Les mesures directes du pouvoir réflecteur ont été effectuées entre 4 000 et 6 000 Å par O'Bryan ([4]) sur des films évaporés, et de 6 000 Å vers l'infrarouge par K. Lark-Horovitz et K. W. Meissner ([5]) sur le germanium massif et également sur des couches évaporées. Par ailleurs, W. H. Brattain et H. B. Briggs ([6]) ont mesuré de 3 000 Å à l'infrarouge la transmission de films minces, et ont fait une vérification expérimentale semi-quantitative des valeurs de pouvoir réflecteur calculées à partir des constantes optiques. Enfin, A. H. Gebbie ([7]) a observé la transmission de couches évaporées, en fonction du traitement thermique, à partir de 2 500 Å et vers l'infrarouge.

Les mesures ont été effectuées par ces auteurs dans le but de déterminer les constantes optiques. On note un assez bon accord entre leurs résultats relatifs à l'indice d'extinction, alors que les divergences sont considérables pour l'indice de réfraction. Ces divergences peuvent vraisemblablement s'expliquer par l'influence des conditions d'évaporation qui ont, dans le cas du germanium, une importance particulière.

En effet, nous avons observé, comme dans le cas du Si et du Te ([1]), ([3]), des écarts entre les pouvoirs réflecteurs des couches obtenues à l'aide de différents évaporateurs. Mais ici ces écarts sont considérables.

Le germanium attaque le tantale, le tungstène ([8]), ([9]) et également le molybdène. La figure 1 représente les pouvoirs réflecteurs dans l'ultraviolet lointain pour différents évaporateurs : en A, avec un creuset de tungstène; en B, C, D, avec un ruban de tantale à des températures croissantes, la courbe D correspondant à la température de fusion de l'alliage formé (rupture du ruban). Évidemment les résultats obtenus dans ces conditions sont peu reproductibles. Aussi avons-nous cherché à éviter tout contact entre le germanium et le métal évaporateur en utilisant un creuset d'oxyde d'aluminium ou d'oxyde de béryllium. Aucune attaque

ne se manifeste dans ces conditions, la reproductibilité atteint la précision des mesures et les résultats obtenus sont représentés en E sur la figure 1, et dans l'ensemble de la région spectrale sur la figure 2 (échelle énergétique). Nous pensons que par ce procédé d'évaporation on obtient effec-

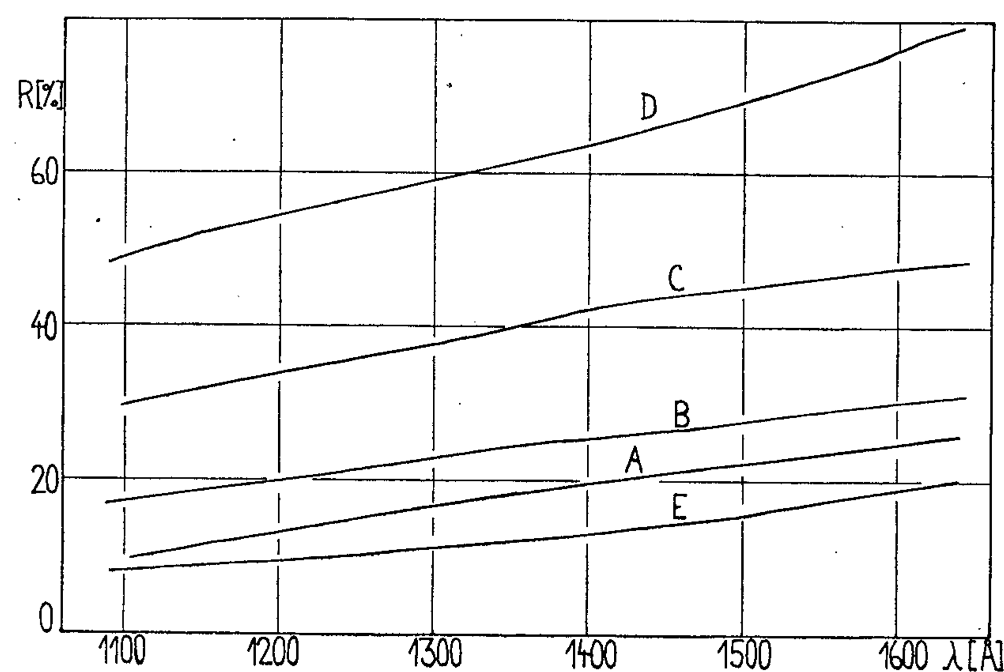


Fig. 1.

tivement des couches de germanium pur. Nous remarquerons les valeurs élevées du pouvoir réflecteur des couches obtenues à partir de tantale (75 % à 1600, 48 % à 1100). Ces couches pourraient présenter un intérêt pratique, mais on observe un phénomène de vieillissement avec diminution du pouvoir réflecteur, qui redescend à la moitié de sa valeur au

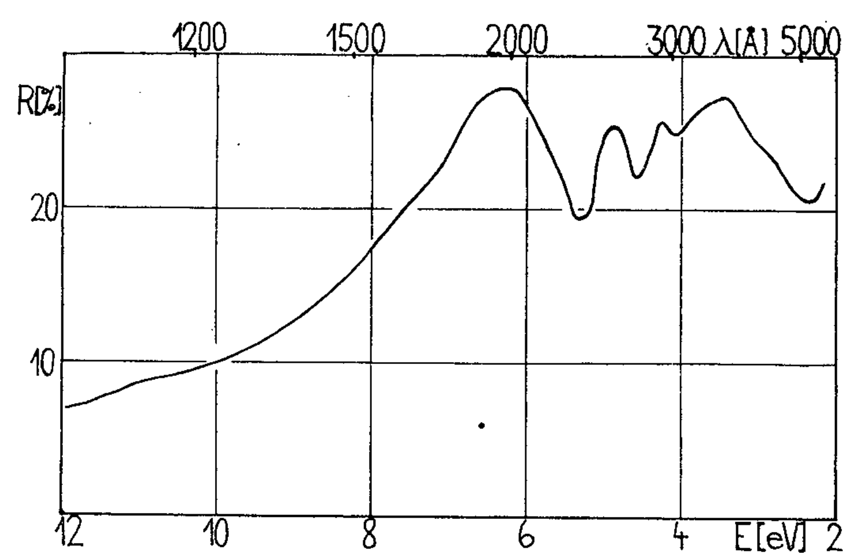


Fig. 2.

bout de trois mois environ. Une étude quantitative détaillée de ces couches au moyen de traceurs radioactifs pour déterminer les concentrations en tantale, est souhaitable.

Une étude (par diffraction électronique) de la structure des couches de germanium évaporées à partir du creuset d'oxyde de béryllium montre que ces couches sont très microcristallines et qu'il ne se produit pas de recristallisation ultérieure à la température ordinaire. Cette recristalli-

sation ne commence seulement que vers 350° C ([10]). Nous n'avons pas encore mesuré le pouvoir réflecteur des couches cristallisées et les résultats que nous donnons concernent donc exclusivement des couches très microcristallines.

Sur la figure 2 on observe quelques fluctuations du pouvoir réflecteur entre 2 et 7 eV. Remarquons tout d'abord qu'on a vérifié que les couches (une cinquantaine) étaient complètement absorbantes dans la région spectrale étudiée (épaisseurs comprises entre 1200 et 3 700 Å) et que ces fluctuations ne sont pas dues à un phénomène interférentiel.

Comme nous l'avons fait pour le sélénium on peut tenter de rattacher ces fluctuations du pouvoir réflecteur à des transitions électroniques dans le cristal. La structure énergétique de ce dernier est assez bien connue, en raison de la simplicité du réseau cristallin qui autorise le calcul théorique des bandes énergétiques ([11]). Par suite de leur position dans l'échelle des énergies les variations observées pourraient être dues à des transitions directes entre la bande de valence et la bande de conduction pour les différentes valeurs du vecteur k. Les transitions directes sont, en effet, dans notre domaine spectral, plus probable que les transitions indirectes ([12]).

Des conclusions précises ne pourront être obtenues qu'avec un plus grand nombre de données expérimentales, en particulier la courbe d'absorption, pour laquelle les mesures sont en cours.

(1) S. Kandare et D. Fabre, *Comptes rendus*, 242, 1956, p, 1150.
(2) S. Kandare, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 571.
(3) S. Kandare, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2594.
(4) *J. Opt. Soc. Amer.*, 26, 1936, p. 122.
(5) *Phys. Rev.*, 76, 1949, p. 1530.
(6) *Phys. Rev.*, 75, 1949, p. 1705.
(7) *Ph. D. Thesis*, Reading, 1952.
(8) O. S. Heavens, *Proc. Phys. Soc.*, B 65, 1952, p. 788.
(9) L. Holland, *Vacuum Deposition of This Films*, p. 111, Chapman and Hall Ltd, London, 1956.
(10) H. König, *Reichsber Physik*, 1, 1944, p. 4.
(11) J. Bardeen, F. J. Blatt et L. H. Hall, *Photoconductivity Conference*, 1954, p. 146, Wiley, New-York, p. 196.
(12) L. H. Hall, J. Bardeen et F. J. Blatt, *Phys. Rev.*, 95, 1954, p. 559.

SPECTROGRAPHIE. — *Sur l'intensité des raies spectrales.*

Note (*) de M. **Henri Triché**, présentée par M. Paul Pascal.

La notion de puissance disponible par atome permet de prévoir l'existence des paires de raies homologues, l'influence de l'état physicochimique d'un alliage sur le rapport d'intensité de deux raies appartenant à deux éléments différents ou à un même élément, l'influence de la puissance d'une source sur le caractère spectral de l'émission et l'influence d'un tiers élément.

Nos résultats et ceux de Brucelle nous avaient conduit à énoncer la règle suivante : *Si la puissance disponible par atome augmente, le rapport des intensités des raies d'étincelle par rapport aux raies d'arc augmente* et vice versa. La puissance disponible par atome est le quotient p de la puissance totale P dépensée sous forme de rayonnement pour une espèce d'atomes A, par le nombre n de ces atomes se trouvant dans la source. On suppose que la puissance totale dépensée sous forme de rayonnement ne dépend que de la puissance totale dépensée dans la source, c'est-à-dire qu'elle est pratiquement indépendante de la nature des électrodes et de l'atmosphère.

Alliage binaire A_1A_2. — Supposons que placés dans les mêmes conditions (même décharge) 1 atome A_1 absorbe une énergie m_1 et 1 atome A_2 une énergie m_2(m_1, m_2, valeurs moyennes, les différents atomes n'étant pas dans le même état énergétique). Soit N le nombre total d'atomes A_1 et A_2 se trouvant dans la décharge; soit n_1 et n_2 les nombres respectifs d'atomes A_1 et A_2. Un atome A_2 absorbe une énergie qui est m_2/m_1 fois celle qui est absorbée par un atome A_1, les n_2 atomes de A_2 sont donc équivalents à $n_2 \times (m_2/m_1)$ atomes de A_1. Par suite les N atomes sont équivalents à $n_1 + n_2 \times (m_2/m_1)$ atomes de A_1 et la puissance p_1 par atome A_1 est

$$p_1 = \frac{m_1 \mathrm{P}}{m_1 n_1 + m_2 n_2}. \tag{1}$$

On montrerait d'une manière analogue que

$$p_2 = \frac{m_2 \mathrm{P}}{m_1 n_1 + m_2 n_2}, \tag{2}$$

d'où

$$p_2 = p_1 \frac{m_2}{m_1}. \tag{3}$$

On établit des formules analogues pour un alliage ternaire.

Intensité des raies. — En général on peut admettre que le rapport d'intensité de deux raies appartenant à deux éléments A_1 et A_2 est proportionnel au rapport des poids des deux éléments A_1 et A_2 ou au rapport des nombres d'atomes n_1 et n_2 se trouvant dans l'alliage et dans la décharge. Mais l'intensité est également fonction de la puissance par atome et l'on peut représenter cette variation par la formule simple $\mathrm{I} = kp^{\beta}$, β étant positif pour les raies d'étincelle et négatif pour les raies d'arc. Le rapport d'intensité de deux raies appartenant à deux éléments différents est donc de la forme

$$\frac{\mathrm{I}_2}{\mathrm{I}_1} = \mathrm{K}' \frac{n_2}{n_1} \left(\frac{m_1 \mathrm{P}}{m_1 n_1 + m_2 n_2 + m_3 n_3} \right)^{\beta_2 - \beta_1}. \tag{4}$$

Cette formule permet de retrouver l'influence de la puissance d'une source sur le caractère spectral de l'émission ([1]) et de prévoir l'existence des paires de raies homologues. Si $\beta_2 = \beta_1$, $\mathrm{I}_2/\mathrm{I}_1$ est indépendant des conditions de décharge

(puissance de la source) et de l'influence d'un tiers élément (n_3) (Gerlach et Schweitzer); on peut ajouter qu'il est indépendant de l'état physicochimique. La formule (4) montre que toute cause faisant varier les nombres d'atomes n_1, n_2, n_3 modifie le rapport I_2/I_1 même si le rapport n_2/n_1 reste constant.

RAPPORT D'INTENSITÉ DE DEUX RAIES APPARTENANT A UN MÊME ÉLÉMENT. — 1° *Métal pur.* — Considérons deux raies $\lambda\lambda'$ appartenant à ce métal, on a pour elles

$$\frac{I}{I'} = K\left(\frac{P}{n}\right)^{\beta-\beta'}.$$

Si $\beta \neq \beta'$, I/I' dépend de n. Celui-ci peut varier : *a.* avec l'état physicochimique, c'est le cas du magnésium ([2]) dont le spectre se modifie suivant l'état de division ; *b.* avec la nature de l'atmosphère ([3]).

Métal dans un alliage ou une combinaison $A_1 A_2$. — On trouve facilement

$$\frac{I}{I'} = K\left(\frac{m_1 P}{m_1 n_1 + m_2 n_2}\right)^{\beta-\beta'}.$$

L'influence d'un second élément A_2 sur l'émission d'un élément A_1 est double. L'élément ajouté peut agir par le fait que le remplacement d'un atome A_1 par un atome A_2 modifie la puissance p_1, le nombre total d'atomes émetteurs ayant une valeur invariable $N = n_1 + n_2$, on peut appeler cette influence effet de second élément par analogie avec l'influence d'un tiers élément. Mais il peut encore agir en modifiant la vitesse d'introduction de la matière de l'électrode dans la décharge : on peut l'appeler effet d'état physicochimique ([4]), ([5]), ([6]).

3° *Métal dans une poudre.* — Dans la formule précédente n_1 et n_2 peuvent varier par suite d'une distillation fractionnée ([7]).

RAPPORT D'INTENSITÉ DE DEUX RAIES APPARTENANT A DEUX ÉLÉMENTS DIFFÉRENTS. — *Influence de l'état physico chimique.* — Pour un alliage de composition déterminée, le rapport n_2/n_1 est déterminé dans la décharge, mais si les valeurs de n_1, n_2, n_3 sont modifiées, le dernier facteur de la formule (4) varie. Or Lopez de Azcona et ses élèves ont en effet montré expérimentalement que le rapport I_2/I_1 dépend du traitement thermique ([8]). On peut rattacher cette variation à une modification de la vitesse d'introduction de la matière de l'électrode dans la décharge.

Influence d'un tiers élément A_3. — Celle-ci n'existe que si $\beta_2 \neq \beta_1$. Dans le cas usuel des dosages des alliages, n_2 est petit par rapport à n_1 ; si l'on peut négliger $m_2 n_2$ par rapport à $m_1 n_1 + m_3 n_3$, pour une valeur déterminée de n_3 le dernier facteur de la formule (4) est constant. Si l'on utilise la méthode de l'étalon interne, la formule reliant les densités photographiques des raies au rapport d'intensité, indique que pour différentes valeurs de n_3 les différentes courbes de dosage sont des droites parallèles : on retrouve les résultats expérimentaux.

CONCLUSION. — Bien que l'on ait fait certaines hypothèses, la théorie proposée explique et coordonne un certain nombre de résultats expérimentaux et montre l'importance de l'apport régulier de la matière à analyser dans la décharge sur la reproductibilité des spectres; elle devra cependant être complétée pour expliquer quantitativement le déplacement des courbes d'étalonnage en fonction de la concentration d'un tiers élément.

(*) Séance du 4 novembre 1957.

(1) G. BRUCELLE, *IXe Congrès du G. A. M. S.*, 1949, p. 29-40.
(2) H. TRICHÉ, *Thèse*, Paris, 1937. Chap. III, *Influence de l'état de division d'un métal sur son spectre*, p. 60-63.
(3) H. TRICHÉ et Mme P. SALFATI, *Comptes rendus*, **238**, 1954, p. 1654.
(4) H. TRICHÉ, *Comptes rendus*, **230**, 1950, p. 1659.
(5) FERT, MARTY et SAPORTE, *Compte rendu du Colloque sur les techniques récentes en microscopie électronique et corpusculaire*, Toulouse, avril 1956, C. N. R. S.
(6) H. TRICHÉ et Mlle J. SIMON, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 2064.
(7) H. TRICHÉ et Mlle M. CROS, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 2567.
(8) LOPEZ de AZCONA et CAMUÑAS PUIG, *Revista de la Real Academia de Ciencias de Madrid*, **41**, 1948.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur une source d'erreurs dans l'interprétation des mesures de l'ionisation spécifique primaire à l'aide de la chambre de Wilson.* Note (*) de MM. **RÉMY VAN DE WALLE** et **JULIEN VERHAEGHE**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Dans un article précédent, se rapportant à la mesure de l'ionisation spécifique primaire d'électrons (1), nous avons signalé, pour certains gaz, des écarts importants entre les valeurs expérimentales obtenues au moyen de la chambre de Wilson et les valeurs théoriques calculées à l'aide de la formule de Bethe-Fermi.

Nous avons réuni les résultats différents dans le tableau I dans lequel, s'il y a désaccord, les écarts observés sont toujours tels que la valeur expérimentale dépasse la valeur théorique.

TABLEAU I.

Écarts observés.

Hydrogène....................	Différence de 44 % (1) et de 30 % (2)
Hélium........................	Différence de 90 % (1)
Azote.........................	Accord (3) et désaccord (4)
Oxygène......................	Accord (1), (2)
Néon..........................	Différence de 12 % (3)
Argon.........................	Différence de 20 à 40 % (4)

Les différences observées sont trop importantes pour pouvoir être consi-

dérées comme provenant des erreurs de mesure. D'autre part, l'étude de ce tableau et des conditions expérimentales permet de conclure que celles-ci ne peuvent vraisemblablement pas trouver leur origine ni dans la formule théorique elle-même, ni dans le procédé de sa vérification par l'expérience ([4]). On en déduit que d'autres phénomènes se font valoir lors du fonctionnement de la chambre de Wilson.

Nous avons rapproché ces résultats de ceux de W. P. Jesse et J. Sadauskis ([5]). Ces auteurs en mesurant, au moyen d'une chambre d'ionisation, l'ionisation totale de particules α dans les gaz rares, ont observé des écarts importants dès que de faibles concentrations d'impuretés furent introduites. Comme l'a fait remarquer A. Berthelot ([6]), il y a lieu de tenir compte de cela dans les mesures faites à l'aide de la chambre de Wilson qui, nécessairement, contient de la vapeur d'eau et le plus souvent encore de la vapeur d'alcool comme impuretés.

Observons en effet que les électrons, en traversant les gaz étudiés, produisent non seulement des ions et des atomes excités à durée de vie courte, mais aussi soit directement ou indirectement des atomes excités métastables. Lors des nombreuses collisions la désexcitation de ceux-ci peut se faire en faveur d'une formation d'ions $(H_2O)^+$ et $(C_2H_5OH)^+$, dans le cas où le potentiel de l'état métastable dépasse le potentiel d'ionisation de la vapeur d'eau ou d'alcool respectivement. Ces ions viennent perturber les mesures puisque, eux aussi, contribuent à la formation de gouttelettes distinctes sur la même trajectoire.

Pour les vapeurs d'eau et d'alcool les potentiels d'ionisation sont respectivement 12,59 eV ([7]) et 10,5 eV ([8]). Les niveaux métastables des différents gaz en question sont indiqués dans le tableau II, qui fera comprendre de suite pourquoi on observe des écarts pour les gaz hydrogène, hélium, néon et argon et un accord avec la théorie dans le cas de l'oxygène et l'azote.

TABLEAU II.

Énergie des niveaux métastables.

Hydrogène	11,75 eV ([9])
Hélium	19,8 et 20,6 eV ([10])
Azote	6,17 eV ([9])
Oxygène	0,98, 1,63 et 4,43 eV ([9])
Néon	16,6 et 16,7 eV ([10])
Argon	11,5 et 11,7 eV ([10])

Les considérations exposées dans cette Note ne conduisent qu'à des conclusions purement qualitatives. Nous faisons remarquer cependant qu'une étude approfondie de la population des niveaux métastables pourrait fournir la vérification quantitative des écarts observés.

(*) Séance du 21 octobre 1957.
(1) J. ALLEWAERT, R. VAN DE WALLE et J. VERHAEGHE, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1611.
(2) E. J. WILLIAMS et F. R. TERROUX, *Proc. Roy. Soc.*, (A), 126, 1930, p. 289.
(3) D. H. LOUGHRIDGE et H. K. SKRAMSTAD, *Phys. Rev.*, 50, 1936, p. 677.
(4) R. R. ROY et M. ÉTIENNE, *Nature*, 172, 1953, p. 953.
(5) *Phys. Rev.*, 100, 1955, p. 1755.
(6) *Rayonnements de particules atomiques, électrons et photons*, Masson, 1956.
(7) PRICE-SUGDEN, *I. Trans. Farad. Soc.*, 44, 1948, p. 108.
(8) K. WATANCLE, *J. Chem. Phys.*, 22, 1954, p. 1564.
(9) B. ROSEN et al., *Données spectroscopiques concernant les molécules diatomiques*, Hermann et Cie, 1951.
(10) BACHER-GOUDSMIT, *Atomic Energy States*, Mc Graw Hill Book C°, 1932.

PHYSICOCHIMIE. — *Sur l'absorption de quelques dérivés trisubstitués du benzène.*

Note(*) de Mme **DENISE COLAÏTIS**, présentée par M. Paul Pascal.

Nous avons été amenée à préparer quelques dérivés benzéniques simples trisubstitués de constitution chimique assez voisine :

(I)	Cyano-3 nitro-4 toluène.........	$CH_3.C_6H_3.CN.NO_2$
(II)	Cyano-3 amino-4 toluène........	$CH_3.C_6H_3.CN.NH_2$
(III)	Dicyano-3.4 toluène...........	$CH_3.C_6H_3.CN.CN$
(IV)	Dicyano-3.4 chlorotoluène,......	$CH_2Cl.C_6H_3.CN.CN$
(V)	Amido-3 nitro-4 toluène,........	$CH_3; C_6H_3.CONH_2.NO_2$
(VI)	Amido-3 amino-4 toluène.......	$CH_3.C_6H_3.CONH_2.NH_2$

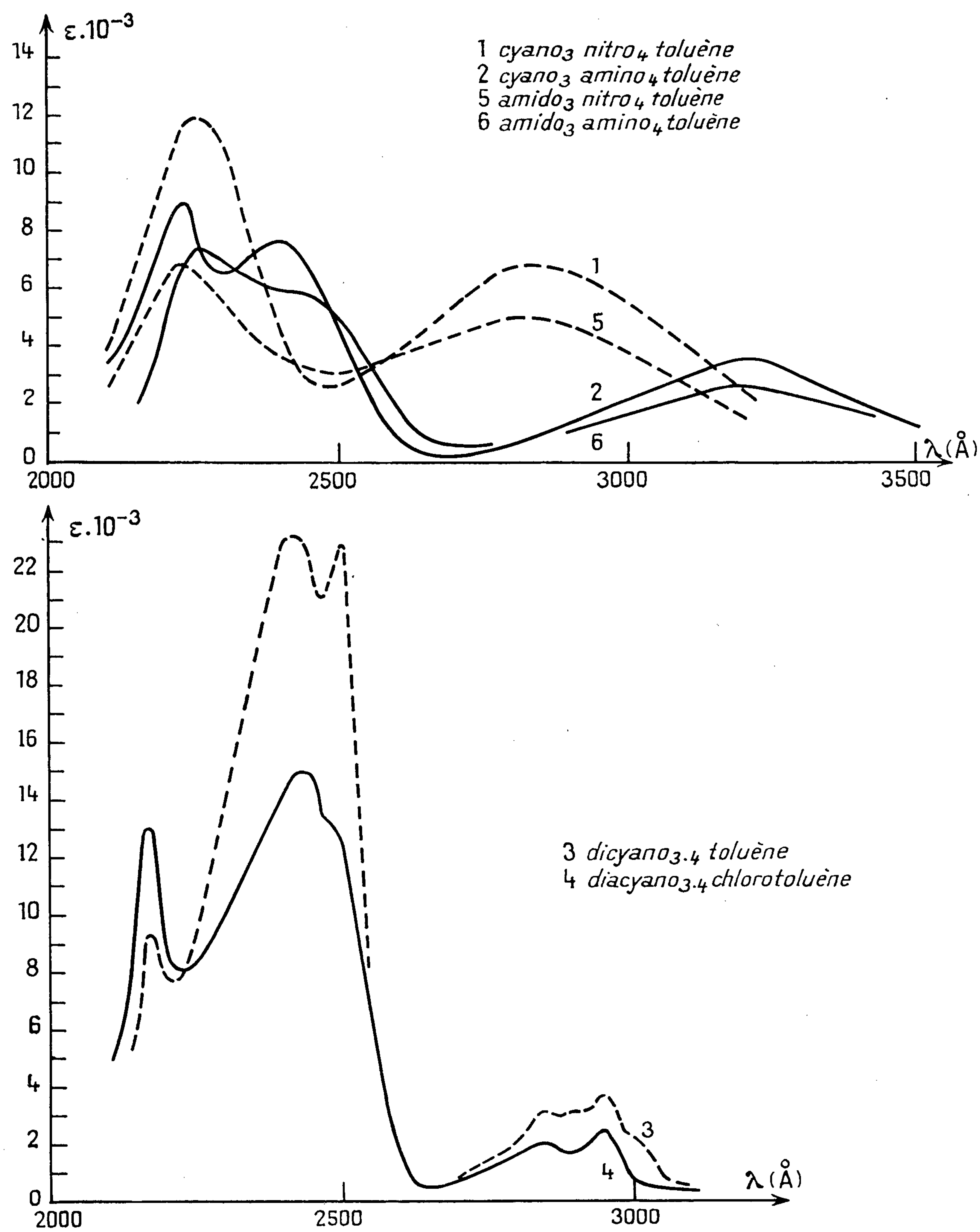
(I), (II), (III) sont obtenus à partir de la métatoluidine, transformée par la réaction de Sandmeyer en métatolunitrile. Ce dernier subit alors diverses opérations (1).

(IV) résulte de la chloruration de (III). Nous l'avons réalisée par passage d'un courant de chlore sec, à 180°C pendant environ 1 h, puis à 100°C pendant 2 h. La température a été abaissée afin d'éviter la formation du dérivé dichloré. (IV), de point de fusion 28°C, est séparé d'avec l'excès de (III) par extractions successives à l'éther, dans lequel ce dernier est beaucoup moins soluble. Signalons que (IV) provoque des dermatoses.

La fonction amide de (V) et (VI) est introduite à partir du métatolunitrile par oxydation au moyen d'acide sulfurique à 25 % au-dessous de 30°C. La métatoluamide est nitrée (V), puis réduite (VI); les points de fusion respectifs de ces deux composés sont 157 et 120°C.

Nous avons déterminé les spectres d'absorption dans l'ultraviolet de ces substances en solution dans de l'eau distillée, à des concentrations de l'ordre de 5.10^{-4} mol.g/l. Les courbes de l'absorption en fonction de la longueur d'onde ont été tracées point par point avec un spectrophotomètre « Jobin et Yvon ». Les dérivés nitrés (I) et (V) présentent deux bandes larges. Dans le cas des dérivés aminés (II) et (VI), la bande de l'extrême ultraviolet est dédoublée, alors que l'autre est déplacée vers les plus grandes longueurs d'onde; quant

aux composés dicyanés (III) et (IV), leur absorption comporte des bandes plus fines et plus nombreuses.



Les valeurs de log ε correspondant aux maxima d'absorption sont portées sur le tableau ci-joint :

	2 180.	2 230-2 250.	2 400-2 420.	2 500.	2 800.	2 850.	2 900.	2 950.	3 030.	3 200.
$CH_3.C_6H_3.CN.NO_2$......	–	12	–	–	6,8	–	–	–	–	–
$CH_3.C_6H_3.CN.NH_2$......	–	8,8	7,7	–	–	–	–	–	–	3,8
$CH_3.C_6H_3.CN.CN$.......	9,6	–	23,2	22,8	–	3	3,2	3,5	1,8	–
$CH_2Cl.C_6H_3.CN.CN$.....	13	–	15	13,2	–	2	–	2,4	–	–
$CH_3.C_6H_3.CONH_2.NO_2$...	–	6,9	–	–	5,1	–	–	–	–	–
$CH_3.C_6H_3.CONH_2.NH_2$...	–	7,5	6	–	–	–	–	–	–	2,8

Ces courbes peuvent être rapprochées de celle de l'absorption du benzène. On retrouve les deux bandes principales, appelées bande primaire et bande secondaire. Comme pour les dérivés disubstitués ([2]), lorsque la bande secondaire est fortement déplacée, il apparaît une seconde bande primaire. Les dérivés dicyanés présentent cependant la particularité d'une bande supplémentaire précédant la bande primaire et d'intensité moindre.

(*) Séance du 4 novembre 1957.

([1]) Valdemar Findeklée, *Ber.*, 38, 1905, p. 3543.

([2]) L. Doub et J. M. Vandenbelt, *J. Amer. Chem. Soc.*, 69, 1947, p. 2714.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Relation entre le potentiel de réduction des dérivés substitués du biphényle et l'angle des noyaux.* Note (*) de M. **Robert Pointeau** et M[lle] **Jacqueline de Villepin**, présentée par M. Paul Pascal.

On peut prévoir théoriquement l'existence d'une relation entre l'angle des noyaux des dérivés substitués du biphényle et le potentiel de réduction du système conjugué de ces molécules. Les mesures confirment les prévisions; mais l'étude des potentiels de réduction ne renseigne sur la planéité des molécules que dans des cas très particuliers.

Selon une hypothèse formulée par A. Maccoll ([1]), et développée par A. et B. Pullman, G. Berthier ([2]), G. J. Hoijtink et J. Van Schooten ([3]), la réduction polarographique des hydrocarbures à noyaux conjugués commence par l'introduction d'un électron du circuit polarisant dans la plus basse orbitale libre de la molécule. On peut, dans le cadre de cette hypothèse, établir une relation entre l'énergie de cette orbitale et le potentiel nécessaire pour la réduction. Les auteurs précités ont effectué pour divers composés le calcul de l'énergie au moyen de la méthode des orbitales moléculaires (L. C. A. O.) et ont pu montrer que les résultats expérimentaux sont assez bien représentés par une formule linéaire du type

$$E_{\frac{1}{2}} = \gamma m + \alpha$$

dans laquelle $E_{1/2}$ représente le potentiel de demi-palier relatif à la réduction du système conjugué et m, la racine de l'équation séculaire relative à la pre-

mière orbitale libre. γ et α sont deux coefficients numériques déterminés expérimentalement qui peuvent à la rigueur être conservés invariables pour tous les composés, mais qu'il est préférable de spécifier avec chaque série envisagée.

Le potentiel de demi-palier des composés présentant une structure apparentée à celle du biphényle est bien représenté par la formule

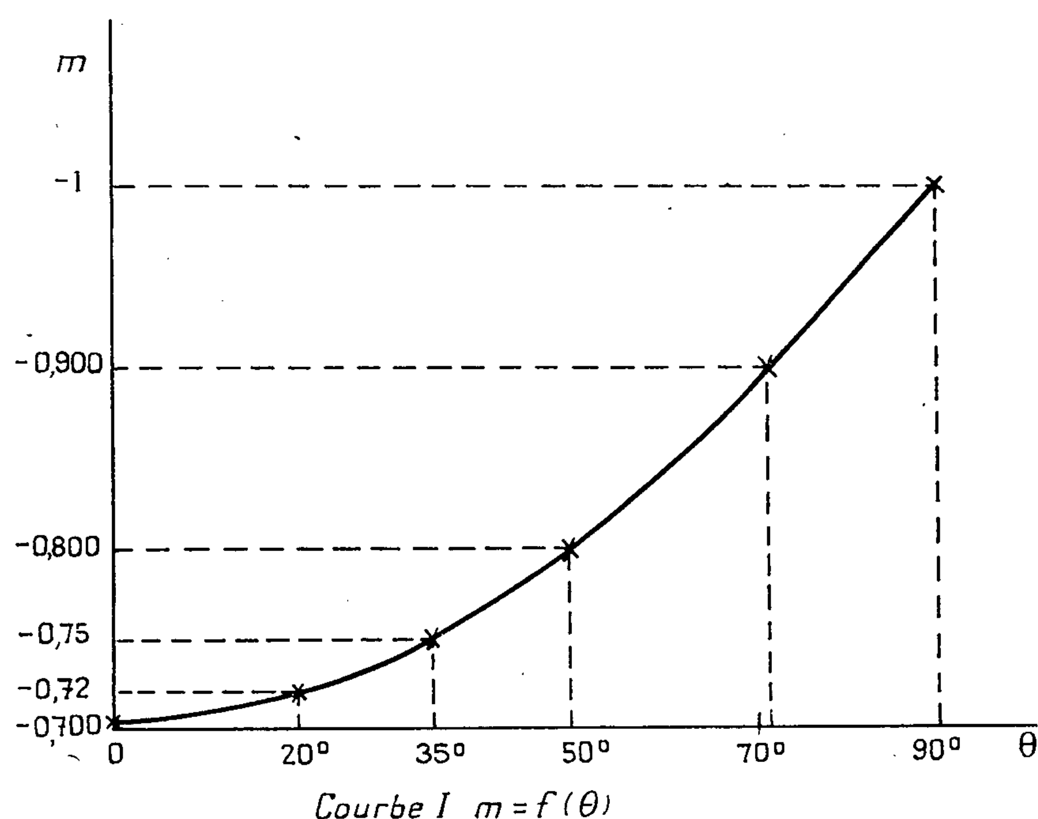
$$E_{\frac{1}{2}} = 2,20\,m - 1,05, \tag{1}$$

$E_{1/2}$ étant évalué en volts par rapport à l'électrode au calomel saturée en ClK (V. e. c. s.).

Le biphényle est caractérisé par les valeurs :

$E_{\frac{1}{2}} = -2,60$ V. e. c. s., $m = -0,704$ (avec l'approximation de Hückel).

L'introduction de substituants en ortho dans la molécule de biphényle crée un encombrement stérique susceptible d'altérer plus ou moins sa planéité et de diminuer par suite la conjugaison. Il en résulte une augmentation (en valeur absolue) du coefficient m et l'on peut s'attendre d'après la relation (1) à une augmentation (en valeur absolue) du potentiel de demi-palier.



Courbe I $m = f(\theta)$

En admettant que la variation de l'énergie de l'orbitale, en fonction de l'angle θ des noyaux, est approximativement sinusoïdale, nous avons calculé la courbe (I) qui donne la valeur du coefficient m en fonction de l'angle θ.

Elle met en évidence la petitesse des variations de m pour des valeurs déjà importantes de θ. En particulier, une rotation de 20° amenant m à la valeur $-0,720$ ne se traduira, d'après la formule (1), que par un $\Delta E_{1/2}$ inférieur à 0,04 V.

Les mesures polarographiques ont été faites sur les corps mentionnés dans

le tableau ci-dessous. Ces composés sont faiblement encombrés et la torsion de la molécule est certainement inférieure à 20°. On ne constate pas en effet de variation importante du potentiel de demi-palier.

D'autres effets interviennent d'ailleurs. Il faut tenir compte de l'effet de conjugaison entre les électrons π des liaisons conjuguées et les électrons du substituant, et d'un effet inductif qui entraîne un transport d'électrons entre substituants et carbones aromatiques. Ces effets, suivant les molécules, s'ajoutent à l'effet dû à la torsion de la molécule ou s'en retranchent et peuvent expliquer que le déplacement du potentiel ne soit pas toujours une augmentation de sa valeur absolue.

De plus, toutes les molécules contiennent des groupements NO_2 qui se réduisent bien avant le système conjugué et n'en gênent pas l'observation ; mais ils produisent néanmoins autour de l'électrode une forte concentration en groupements NH_2 qui influe sur la réaction d'électrode.

On peut donc simplement conclure que l'effet dû à la torsion de la molécule n'est pas supérieur à l'ordre de grandeur que la théorie permet de prévoir, et que la méthode polarographique, quand elle est applicable, ne peut donner de renseignements sur la non-planéité de la molécule que dans le cas de torsions importantes.

	$E_{\frac{1}{2}}$.
1. Biphényle	— 2,60
2. Dinitro-6.4′ biphényle	— 2,62
3. Difluoro-4.4′ dinitro-6.5′ biphényle	— 2,63
4. Dichloro-4.4′ dinitro-6.6′ biphényle	— 2,58
5. Dichloro-4.4′ dinitro-5.6′ diphényle	— 2,52
6. Dibromo-4.4′ dinitro-6.6′ biphényle	?
7. Dibromométhyle-6.6′ biphényle	— 2,65

Seuls sont mentionnés les potentiels de demi-palier relatifs à la réduction du système conjugué. Les mesures étaient faites avec une anode en mercure dont le potentiel était chaque fois mesuré par rapport à l'électrode en calomel saturé en KCl. Les corps étaient soigneusement purifiés par recristallisation. Il a été tenu compte de la résistance de la cellule.

La valeur de $E_{1/2}$ du diphényle diffère de celle de la littérature. La précision des mesures est de $\pm$ 0,01 V.

(*) Séance du 4 novembre 1957.

(1) *Nature*, **163**, 1949, p. 178.

(2) *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1950, p. 591.

(3) *Rec. trav. chim. Pays-Bas*, **71**, 1952, p. 1089; **72**, 1953, p. 903; **74**, 1955, p. 1525.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Influence du dégazage sur la vitesse de combustion de graphites artificiels.* Note (*) de MM. **Lucien Bonnetain**, **Xavier Duval** et **Maurice Letort**, présentée par M. Georges Chaudron.

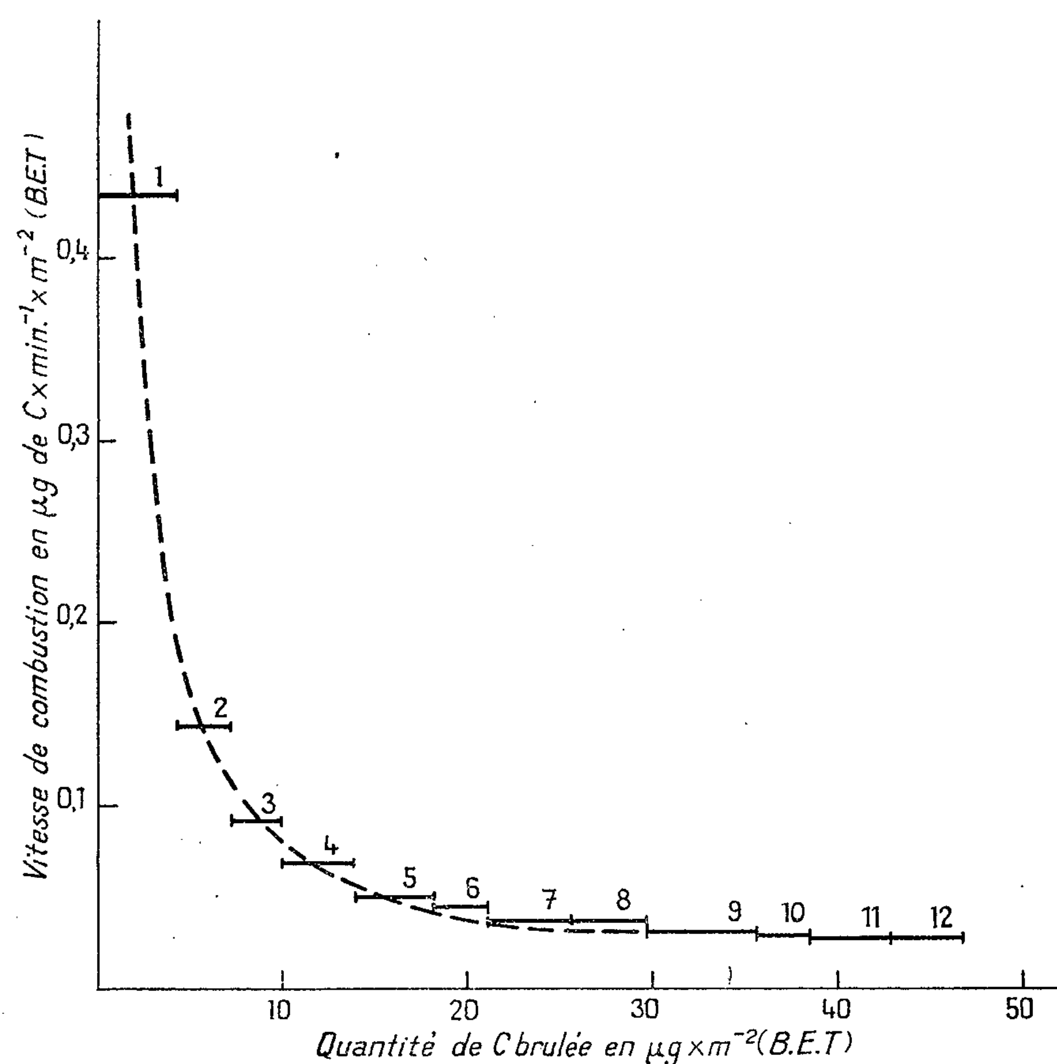
Une méthode de haute sensibilité montre que le dégazage du graphite (artificiel) exalte temporairement de façon considérable sa vitesse de combustion. Cette exaltation serait due aux atomes de carbone très réactifs laissés sur le graphite par le dégazage.

Nous avons étudié la cinétique de combustion de divers échantillons de graphites artificiels du type Acheson en poudre (teneur en cendres : 0,02 % au maximum) entre 450 et 700° C et sous des pressions d'oxygène inférieures à 10^{-1} mm Hg. Un courant d'oxygène maintient une pression constante au-dessus de l'échantillon de graphite en poudre (0,2 g environ) contenu dans une nacelle en silice. Les produits de réaction, CO (qui est oxydé catalytiquement) et CO_2, sont condensés à — 195° C puis, après une durée déterminée de réaction, ils sont dosés à l'aide d'une jauge de Mac Leod (1). La méthode est assez sensible pour mesurer la combustion de quelques *microgrammes* de carbone, correspondant au centième environ du nombre d'atomes de carbone superficiels évalué selon la méthode de Brunauer, Emmett et Teller (en abrégé B. E. T.) par adsorption de méthane à — 195° C.

Nous avons mesuré la *vitesse initiale* de combustion après que le graphite ait été débarrassé de la majeure partie de ses oxydes de surface par dégazage à 950° C sous vide entretenu d'une pompe à diffusion à vapeur de mercure (pression $\leq 10^{-5}$ mm Hg). La vitesse de combustion décroît rapidement à mesure de l'avancement de la combustion. La figure reproduit les résultats obtenus avec un échantillon de graphite brûlé à 501° C sous une pression d'oxygène de 2.10^{-2} mm Hg, les expériences étant numérotées dans l'ordre chronologique et la vitesse de combustion étant exprimée en microgrammes de carbone volatilisé par minute et par mètre carré de surface B. E. T. de l'échantillon. La vitesse moyenne obtenue dans la première détermination après dégazage est environ 15 *fois* plus grande que la vitesse limite que montre la figure. Cette limite est atteinte après combustion d'une quantité de carbone équivalente au dixième environ d'une couche superficielle d'atomes de carbone de l'échantillon. Il est remarquable que cette quantité soit du même ordre de grandeur que la quantité de carbone préalablement extraite (sous forme d'oxydes) lors du dégazage.

Cette dernière constatation est un argument important (parmi d'autres qui seront développés dans des publications ultérieures) pour penser que la grande vitesse initiale après dégazage est due au fait que le départ des

oxydes de surface laisse sur la surface du graphite des atomes de carbone peu liés au réseau. Pour ces atomes, la fixation de l'oxygène et, ultérieurement, la désorption des oxydes formés seraient des processus très rapides. La concentration superficielle de ces atomes très réactifs diminuant



rapidement par combustion, elle atteint une valeur stationnaire à laquelle correspond la vitesse limite de combustion. [Il convient de préciser que cette notion de vitesse limite n'a de sens que dans nos conditions expérimentales où la combustion ne consomme qu'une fraction minime de l'échantillon; d'autres expériences (2) montrent en effet que pour des combustions qui vont jusqu'à la disparition totale de la masse de carbone, la vitesse de réaction, rapportée au mètre carré de surface B. E. T. du carbone, peut évoluer notablement avec l'avancement de la réaction.]

De multiples expériences nous ont montré que la même décroissance de la vitesse initiale se manifeste chaque fois que l'échantillon de graphite subit un dégazage (sous pompage permanent, la pression étant $\leqq 10^{-5}$ mm Hg), soit à 950° C, soit à des températures moins élevées, ou même lorsque cet échantillon séjourne quelques heures sous vide à la température à laquelle les expériences de combustion sont effectuées. Dans ce dernier cas, la vitesse initiale n'est que deux à trois fois plus grande que la vitesse limite qui, elle, reste sensiblement la même que précédemment.

La vitesse de combustion des graphites étant faible, nous avons dû faire appel à une méthode de haute sensibilité pour saisir le phénomène

qui vient d'être décrit, mais avec des carbones ayant une surface très développée et, en conséquence, une grande réactivité, l'évolution de la vitesse de combustion pourrait être décelée par les méthodes analytiques habituelles (gravimétrie, par exemple).

L'influence accélératrice des dégazages sur la vitesse de combustion des cokes entre 350 et 400° C, sous la pression atmosphérique, signalée par J. R. Arthur, E. J. Newitt et M. M. Raftery (3), présente une analogie frappante avec le phénomène que nous venons de décrire. Ces auteurs suggèrent que la diminution de vitesse observée au cours de combustions successives est due à l'obstruction progressive de pores très fins par l'oxygène chimisorbé, qui jouerait ainsi un rôle retardateur. Il est de fait que la lenteur de la mise en équilibre d'adsorption mesurée par la méthode B. E. T. donne des raisons d'admettre l'existence, dans les cokes, de pores dont le diamètre serait de l'ordre de grandeur des dimensions moléculaires. Mais ce n'est pas le cas pour les graphites du type Acheson, pour lesquels la méthode B. E. T. permet de conclure que les pores sont relativement larges et que l'accessibilité de la surface interne aux gaz est aisée. En conséquence, l'hypothèse des auteurs précités ne peut pas rendre compte du phénomène que nous venons de décrire. Par contre, il est vraisemblable que l'interprétation que nous venons d'exposer s'applique également à la combustion des cokes, en plus d'un effet éventuel de porosité.

(*) Séance du 28 octobre 1957.

(1) *Cf.* X. Duval, *Thèse*, Nancy, 1954; *Ann. Chim.*, **10**, 1955, p. 903.

(2) M. Letort et R. Magrone, *Chem. Eng. Science*, **2**, 1953, p. 233.

(3) *Nature*, **178**, 1956, p. 157.

CHIMIE THÉORIQUE. — *Étude du pyrène par la méthode de Pariser et Parr.* Note (*) de Mme **Jeanne Baudet**, présentée par M. Louis de Broglie.

Des travaux récents (1) sur la réactivité des hydrocarbures aromatiques vis-à-vis des radicaux libres ont attiré l'attention sur le comportement particulier du pyrène dans certaines réactions de ce type et ont montré l'intérêt qu'il y avait à disposer de données plus précises sur les niveaux énergétiques de cette molécule. Il nous a donc paru intéressant d'étudier le pyrène par la méthode semi-empirique de R. G. Parr et R. Pariser (2), qui a donné, dans le cas des polyacènes (3), des transitions spectroscopiques en bon accord avec l'expérience.

Dans le présent travail nous utilisons les mêmes approximations que R. Pariser (3). Toutefois, nous avons apporté une modification dans le

choix des configurations à introduire dans l'interaction configurationnelle. Pariser n'introduit que les configurations situées à l'intérieur d'un intervalle de 3 eV à partir de la configuration de plus basse énergie. Cette limitation semble arbitraire. C'est pourquoi, à l'intérieur d'une même représentation du groupe de symétrie, nous avons fait une évaluation approchée du coefficient de chaque configuration dans la fonction d'onde de l'état le plus bas, en utilisant la formule de Brillouin limitée au premier terme ([4]). Nous avons choisi les configurations dont le poids approché dans l'état le plus bas était au moins de l'ordre de 1 %, limitant ainsi à quatre ou cinq le nombre des configurations. L'interaction est alors appliquée à ces configurations. Leurs poids respectifs ainsi obtenus s'écartent peu des poids approchés calculés par la méthode de Brillouin, ce qui confirme la validité de cette méthode ([5]).

Les résultats de l'antisymétrisation des orbitales moléculaires L. C. A. O. classiques du pyrène sont donnés dans le tableau. Le plus bas triplet appartient à la symétrie B_{2u}^{+}. Il correspond au saut d'un électron de la plus haute orbitale occupée dans l'état fondamental à la plus basse orbitale libre.

État.	Description (*).	Symétrie (**).	Énergie de transition (eV) sans I. C.	avec I. C.	Énergie observée (eV).	Intensité sans I. C.	avec I. C.	Intensité observée.
Fondamental...	V_0	A_{1g}^{-}	Origine	Origine	–	–	–	–
1er triplet.....	$T_{88'}$	${}^3B_{2u}^{+}$	2,02	2,00	2,08 ([6])	–	–	–
1er singulet....	${}^1\Omega_{78}^{-}$	${}^1B_{3u}^{-}$	3,79	3,76	3,35 ([7])	0	0	0,003 ([7])
2e »	$V_{88'}$	${}^1B_{2u}^{+}$	4,12	3,89	3,75 ([7])	1,50	0,20	0,43 ([7])

(*) Notation de Pariser.

(**) Les axes Ox et Oy situés dans le plan de la molécule, Ox suivant le petit axe.

Le plus bas singulet appartient à la représentation B_{3u}^{-}. Il correspond au saut d'un électron de la plus haute orbitale occupée dans l'état fondamental, non à la plus basse libre, mais à la deuxième libre. Le second singulet appartient à la même symétrie que le premier triplet et correspond au même saut électronique.

L'introduction de l'interaction configurationnelle (I. C.) ne produit pas de croisements dans l'ordre des représentations qui contiennent les plus bas états excités. L'énergie du fondamental est plus abaissée que celle des états excités, ce qui a pour effet de diminuer les grandeurs des transitions. Il en est d'ailleurs ainsi dans le cas de polyacènes étudiées par Pariser, et ce fait est remarquable car il ne se produit pas généralement quand on ne fait pas les approximations de Pariser et Parr dans le calcul de l'interaction configurationnelle ([5]).

Le tableau permet la comparaison des résultats théoriques, relatifs

aux énergies et aux intensités des transitions avec l'expérience. L'accord est satisfaisant pour le premier triplet et pour le second singulet. Il l'est un peu moins pour le premier singulet et il semble d'ailleurs que ce soit un fait général de la méthode : l'accord va diminuant [*voir* (3)] quand le nombre des noyaux benzéniques accolés augmente. D'autre part, il est satisfaisant de constater que nos résultats, en ce qui concerne la symétrie des deux premiers singulets, coïncident avec ceux de K. S. Ham et K. Ruedenberg (8) obtenus par la méthode de l'électron libre, compte tenu de leur notation différente (9). L. E. Lyons et G. C. Morris (10) obtiennent des directions de polarisation qui confirment ces résultats, la première transition étant polarisée le long du petit axe, la seconde le plus probablement le long du grand axe. Cependant, R. Williams (11) signale un comportement singulier du pyrène dans des mesures de polarisation de fluorescence qui semblerait infirmer les résultats précédents. Il obtient, en effet, des polarisations parallèles pour les deux premières transitions. Les résultats expérimentaux font défaut en ce qui concerne les symétries des transitions. Il serait intéressant d'avoir des déterminations expérimentales pour savoir si, comme le prédit la théorie, le premier triplet et le premier singulet n'appartiennent pas à la même symétrie, ce qui est le cas dans le naphtalène (12).

(*) Séance du 4 novembre 1957.

(1) B. Pullman et J. Effinger, *Colloque international sur le calcul des fonctions d'onde moléculaires*, Paris, 1957 (sous presse).

(2) *J. Chem. Phys.*, **21**, 1953, p. 466.

(3) *J. Chem. Phys.*, **24**, 1956, p. 250.

(4) L. Brillouin, *La méthode du champ self-consistent*, Hermann, Paris, 1933, p. 9.

(5) A. Pullman, *J. Chim. Phys.*, **51**, 1954, p. 188.

(6) Mac Clure, *J. Chem. Phys.*, **17**, 1949, p. 905.

(7) E. Clar, *Aromatische Kohlenwasserstoffe*, Springer-Verlag, Berlin, 1952.

(8) *J. Chem. Phys.*, **25**, 1956, p. 1.

(9) J. R. Platt, *J. Chem. Phys.*, **17**, 1949, p. 484. Les états L_b de la notation de Platt appartiennent à la symétrie B_{3u} et les états L_a à la symétrie B_{2u}.

(10) *J. Chem. Soc.*, août 1957, p. 366.

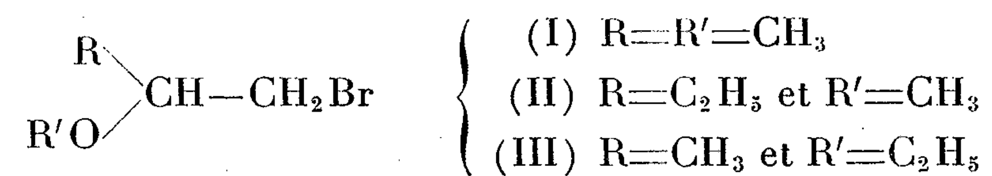
(11) *J. Chem. Phys.*, 26, 1957, p. 1186.

(12) A. Pullman et S. K. Kolboe, *Colloque international sur le calcul des fonctions d'onde moléculaires*, Paris, 1957 (sous presse).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la mise en évidence d'une transposition dans l'hydrolyse de quelques bromo-1 alcoxy-2 alcanes*. Note (*) de M. **Didier Gagnaire**, présentée par M. Marcel Delépine.

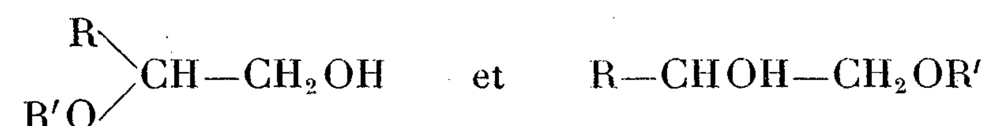
L'hydrolyse des bromo-1 alcoxy-2 alcanes peut conduire non seulement à l'alcool attendu, mais à l'isomère alcoxy-1 *ol*-2.

On a préparé trois bromures de formule



par action ([1]) du composé de Grignard RMgBr sur le dibromure résultant de l'addition de brome sur un éther vinylique $R'O—CH=CH_2$.

On a vérifié par chromatographie gazeuse la pureté de ces bromures, et en particulier l'absence totale de bromure secondaire $R—CHBr—CH_2—OR'$. L'hydrolyse a été effectuée dans les trois solvants suivants : eau pure (solvant A); N-méthylacétamide-eau 50-50 en poids (solvant B); N-méthylacétamide-eau 97-3 en poids (solvant C), par chauffage en ampoules scellées pendant 20 jours à 100°. Les produits obtenus sont les alcools correspondant d'une part à l'hydrolyse normale, d'autre part à la migration du groupe OR' :



Ces alcools ont été identifiés par leur temps de rétention en chromatographie gazeuse sur colonne de phtalate de nonyle sur célite. Dans le cas de l'hydrolyse des bromures (I) et (III), ces résultats ont été confirmés par l'identité des spectres infrarouges des produits de la réaction et du mélange synthétique des alcools; ceux-ci sont préparés par coupure par R'OH en milieu acide de l'époxypropane et rectification ([2]).

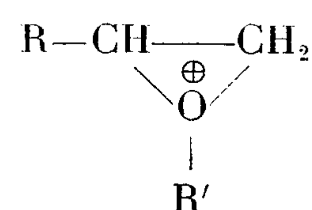
La chromatographie de gaz a également permis le dosage des deux alcools formés dans les différents cas, le tableau suivant donnant le pourcentage de l'alcool secondaire.

Pourcentage de transposition observé.

	Eau 100	Eau 50 N-méthyl-acétamide 50	Eau 3 N-méthyl-acétamide 97
$CH_3(CH_3O)CH.CH_2Br$	25%	80%	0%
$C_2H_5(CH_3O)CH.CH_2Br$	30%	10%	0%
$CH_3(C_2H_5O)CH.CH_2Br$	50%	19%	0%

On a vérifié que la présence de l'acide bromhydrique formé n'a pas d'influence sensible sur les valeurs indiquées, en opérant en présence de pyridine ou de solutions initiales acides; on a vérifié également que les alcools formés ne s'isomérisent pas par chauffage dans les conditions de l'hydrolyse.

La transposition constatée peut s'expliquer par la participation du groupe voisin OR' lors de la substitution de OH à Br, avec passage par un intermédiaire cyclique du type de ceux envisagés par S. Winstein ([3]) :



Des études cinétiques sont en cours pour l'étude de ce mécanisme.

On peut remarquer que l'addition de N-méthylacétamide à l'eau diminue ou annule le pourcentage de transposition, en liaison avec la diminution du pouvoir ionisant, malgré l'augmentation de la constante diélectrique. Ceci est à rapprocher des résultats cinétiques récemment obtenus dans le cas de la N-méthylpropionamide ([4]).

(*) Séance du 4 novembre 1957.

([1]) H. B. Dykstra, F. Lewis et C. E. Boord, *J. Amer. Chem. Soc.*, 52, 1930, p. 3396.

([2]) H. C. Chitwood et B. T. Freure, *J. Amer. Chem. Soc.*, 68, 1946, p. 680.

([3]) *Bull. Soc. Chim.*, 1952, Colloques, p. 55.

([4]) S. D. Dross et M. M. Labes, *J. Amer. Chem. Soc.*, 79, 1957, p. 4155.

(*Laboratoire de Chimie de l'École Normale Supérieure*, 24, *rue Lhomond, Paris*, 5e.)

GÉOMORPHOLOGIE. — *Rôle des processus périglaciaires dans la formation des* dayas *de la région de Boulhaut* (*Meseta côtière marocaine*). Note de MM. **Jacques Destombes**, **André Jeannette** et **René Raynal**, transmise par M. Pierre Pruvost.

La présence de galets de forme parallélépipédique et prismatique, disposés localement en polygones enracinés, et de galets débités en lamelles à partir de gros blocs, ainsi que des formations fossiles de solifluction, mettent en évidence le rôle de tels processus dans le modelé des *dayas*.

On désigne, au Maroc atlantique, sous le nom de *daya* une dépression en général peu profonde où les eaux peuvent s'accumuler temporairement. Ces formes de relief apparaissent dans des régions lithologiquement fort différentes les unes des autres, de sorte qu'une même explication ne convient pas nécessairement à toutes. La zone qui pose les problèmes morphologiques les plus curieux et qui comporte la plus grande densité de cuvettes naturelles se situe aux alentours de l'agglomération de Boulhaut (45 km à l'Est de Casablanca). En particulier, sur une bande de terrain située rive droite de l'oued Nefifik, entre la source de l'oued Sefrou vers l'amont et Ank-Jemel vers l'aval, on ne dénombre pas moins de 200 dayas.

1. *Cadre structural, formes et dépôts des dayas de Boulhaut.* — Le relief des environs de Boulhaut correspond à une surface d'aplanissement qui tranche les couches paléozoïques (Silurien et Carbonifère), et que recouvrent et fossilisent partiellement des sédiments continentaux rapportés au Villafranchien (limons à pisolithes ferrugineux et calcaires lacustres). Les schistes paléozoïques affleurent surtout dans les entailles profondes de l'oued Nefifik et de ses affluents, tandis que les grès et quartzites s'élèvent en crêtes appalachiennes (les *skhour*) au-dessus de la pénéplaine villafranchienne, dont l'altitude actuelle est voisine de 230 m.

Les dayas de la région de Boulhaut diffèrent notablement les unes des autres par leurs dimensions : l'une d'elles, la daya el Kalaa, dont la forme est ovale, mesure 1300 m suivant son grand axe. En général, la longueur de ce dernier varie de 150 à 800 m.

Les plus petites de ces cuvettes sont excavées directement dans les schistes paléozoïques. Au contraire, celles de grande dimension montrent en coupe (dans la tranchée des fossés d'assainissement), par-dessus le socle schisteux ou quartzitique, une couche de limons passant latéralement à des calcaires lacustres, d'une épaisseur pouvant atteindre 2 m, et légèrement ondulée ou gauchie. On y reconnaît le faciès du Villafranchien supérieur de la région. Dans ce cas, les rebords de la dépression sont peu francs, sauf s'ils sont accusés par une arête de quartzites. Mais, à l'intérieur de ces larges cuvettes, on peut distinguer une zone surcreusée où s'accumule une blocaille disposée en polygones.

De plus, ces cuvettes sont, dans certains cas, limitées par des barres quartzitiques dont les versants disparaissent sous des coulées de blocs empâtés dans une gangue limoneuse prenant par endroit l'ampleur et la forme de véritables cônes de piedmont (Sokra bou Chouitina, Sokra el Afsa, au Sud-Est de Boulhaut). Ces formations passent également vers l'aval, c'est-à-dire dans les bas-fonds, à des *polygones enracinés*.

Leurs éléments sont des galets parallélépipédiques, de divers calibres (jusqu'à plusieurs dizaines de centimètres), souvent issus d'un même bloc fissuré et écartelé. Tout ce matériel est englobé dans un dépôt structuré en profondeur comme le montrent diverses coupes. Les polygones représentent l'affleurement en surface de cette formation. Ils sont tout à fait semblables à ceux qu'on attribue à des processus périglaciaires dans la montagne marocaine et dans diverses régions d'Europe.

En particulier ces coulées de blocailles ont des analogies étroites avec les *mers de pierres* décrites en de nombreuses régions, en particulier dans les massifs hercyniens d'Europe ([1]). Leur caractère périglaciaire paraît être confirmé en outre par certains faits déjà connus qui indiquent, pour la même région, l'intervention d'un climat rigoureux au Quaternaire ancien ([2]).

Enfin, l'un de nous (R. R.) a pu les comparer avec celles des Mittelgebirge allemands et de la Petite Pologne.

2. *Interprétation morphologique.* — Les hypothèses ([3]) émises jusqu'ici (karstification, processus éoliens) soulèvent de sérieuses objections qui tiennent à la nature du substratum rocheux.

Les dayas nous paraissent résulter d'une évolution climatomorphologique complexe.

La transgression pliocène avait parachevé l'abrasion de la zone littorale atlantique, d'où n'émergeaient que de modestes arêtes quartzitiques. Au cours de la régression de cette mer, un régime fluviolacustre s'établit sur la surface d'aplanissement exondée, où se déposèrent des calcaires et des limons à concrétions ferrugineuses. Les mouvements épirogéniques, rapportés à la fin du Villafranchien, vidèrent les lacs, déformant la surface en gauchissant les couches sédimentaires qui la recouvraient. Un réseau hydrographique s'organisa alors et amorça l'entaille des vallées. Mais, sous un climat froid, ultérieurement, la gélivation de la roche et les phénomènent de solifluction remodelèrent les versants, déterminant un élargissement et un empâtement des vallons. La neige pourrait avoir joué un rôle important : certaines petites dayas évoquent, par leur forme, des niches de nivation; les accumulations de blocaille se sont développées plus particulièrement sur tous les versants tournés vers l'Est, c'est-à-dire sous le vent dominant, dans les conditions d'entassement maximum au cours des précipitations.

Notons qu'on retrouve des coulées de blocs sur l'une des hautes terrasses quaternaires de l'oued Nefifik, à l'exclusion des autres. Sa position permet de dater tous ces phénomènes du premier pluvial post-villafranchien dont on connaît des témoins par ailleurs (Salétien) ([4]). Les dayas seraient donc les reliques d'un modelé nivo-périglaciaire du Quaternaire ancien. Les dépôts caillouteux de leur fond, après avoir été recouverts de limons au Quaternaire moyen ou récent, affleurent plus ou moins à la suite d'une défossilisation partielle. Ainsi ces dayas s'apparenteraient par leur origine, sans toutefois qu'il s'agisse de processus rigoureusement identiques et contemporains, aux *clots* et *laguës* des Landes, ainsi qu'aux *mares* et *mardelles* de Brie et à certaines cuvettes fermées signalées aux Pays-Bas ([5]).

([1]) J. Beaujeu-Garnier, *Revue Géomorph. dyn.*, n° 6, 1953, p. 251-282.
([2]) R. Raynal, *Biuletyn periglacjalny*, n° 4, Lodz, 1956, p. 143-162.
([3]) D. Jaranoff, *Revue Géogr. phys. et Géol. dyn.*, 9, fasc. 2, 1936, p. 299-332.
([4]) R. Raynal, *Notes marocaines*, n° 5, 1955, p. 13; G. Choubert, F. Joly, M. Gigout, J. Marçais, J. Margat et R. Raynal, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 504.
([5]) M. Boyé, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1058; A. Cailleux, *Ibid.*, 242, 1956, p. 1912.

(*Service géologique du Maroc* (J. D. et A. J.),
Institut des hautes études marocaines (R. R.) *Rabat, Maroc.*)

SÉDIMENTOLOGIE. — *Coefficients de viscosité des eaux de la Loire en fonction de leur turbidité à différentes températures.* Note de MM. **Léopold Berthois** et **Hubert Sully**, transmise par M. Pierre Pruvost.

L'influence de la turbidité n'augmente sensiblement le coefficient de viscosité que dans les eaux hivernales à 4-5° C. Conséquences sur la sédimentation estuarienne.

Les recherches entreprises depuis plusieurs années dans l'estuaire de la Loire ont montré l'importance des variations du coefficient de viscosité des eaux sur les modalités de la sédimentation.

Plus précisément, dans la section amont de l'estuaire (entre Paimbœuf et Nantes), lorsque le débit du fleuve est faible pendant une partie des grandes marées hivernales (de janvier à avril), les dépôts vaseux sont de faible importance.

Par contre, lorsque les grandes marées estivales d'août à octobre coïncident avec une période d'étiage du fleuve; les vases se déposent en grande quantité dans la section amont et parfois jusqu'à Nantes.

Cette disparité a été attribuée aux variations du coefficient de viscosité des eaux liées aux fluctuations de la température : les eaux hivernales à 5° C ayant un coefficient de viscosité voisin de 15 mP tandis que les eaux estivales, à 25°, n'atteignent qu'environ 9 mP. Pendant la période d'étale, la chute des particules en suspension est beaucoup plus lente dans le premier milieu que dans le second.

Mais, il était intéressant de préciser l'influence de la turbidité des eaux sur la vitesse de sédimentation, au moins pour les principales températures observées dans le fleuve : 5, 16 et 25° C.

Les mesures ont été faites par comparaison des temps d'écoulement d'un volume constant d'eau dans un viscosimètre à tube vertical de 30 mm de diamètre terminé à la base par un tube capillaire.

La turbidité élevée de certaines eaux n'a pas permis d'utiliser un viscosimètre d'Ostwald.

Ce viscosimètre était placé dans une cuve adiabatique pouvant être portée aux trois températures expérimentées.

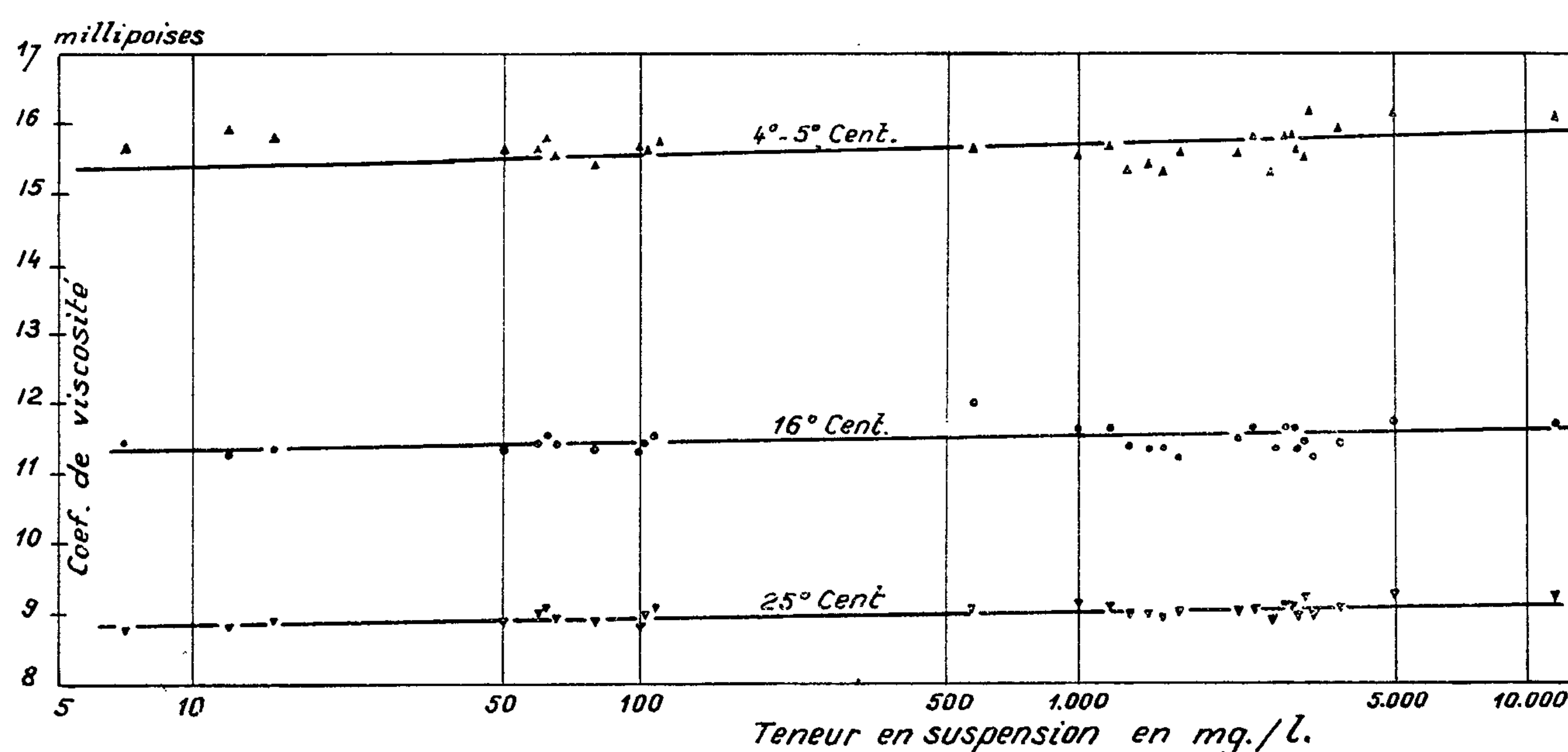
Les eaux ont été prélevées en Loire entre Saint-Nazaire et Mindin. Les prises d'eau ayant duré 12 h, la salinité a subi des variations importantes pendant cette opération.

La correction du coefficient de viscosité en fonction de la salinité a été faite d'après les valeurs données par Y. Mizok et M. Koizumi [1].

En définitive, le coefficient de viscosité est donné par la formule

$$\eta = \frac{\delta \eta_0 T}{T_0} (-S) \qquad \text{pour la température } \theta \text{ de l'expérience;}$$

η, coefficient de viscosité du liquide à la température de l'expérience;
δ, densité par rapport à l'eau pure;
T, temps d'écoulement du liquide à expérimenter;
η_0, coefficient de viscosité de l'eau pure;
T_0, temps d'écoulement de l'eau pure;
S, correction due à la salinité.



Coefficient de viscosité en fonction de la turbidité.

L'examen du graphique montre que :

1° Le coefficient de viscosité augmente relativement peu lorsque la turbidité passe de 7 à 11350 mg/l. Le coefficient de viscosité croît assez rapidement jusqu'à une teneur en suspension de 200 mg/l mais ensuite l'augmentation est beaucoup plus lente.

2° La variation d'amplitude du coefficient de viscosité pour les turbidités extrêmes (7 et 11350 mg/l) est d'autant plus forte que la température est moins élevée : 0,24 mP à 25°, 0,40 mP à 16°, 0,72 mP à 5°. Donc, une même augmentation de la turbidité élève davantage le coefficient de viscosité dans les eaux froides que dans les eaux chaudes.

3° La sédimentation estuarienne en période estivale est favorisée par un fort abaissement du coefficient de viscosité dû à l'élévation de température. Dans de telles conditions la turbidité élevée des eaux n'augmente pratiquement pas leur viscosité et la chute des particules en suspension est presque aussi rapide que dans un milieu non turbide.

4° Au contraire, en période hivernale où la vitesse de sédimentation est déjà diminuée par une élévation considérable du coefficient de viscosité, l'importance de la turbidité intervient encore pour augmenter ce coefficient et ralentir la vitesse de dépôt.

5° Ces données sont applicables aux problèmes de sédimentation côtière en région tropicale ou en région septentrionale.

6° Dans l'analyse microgranulométrique basée sur la vitesse de chute des particules dans un liquide (loi de Stockes) l'expérimentation à température élevée (au moins 25°) permet d'utiliser des suspensions à forte concentration.

(¹) *J. Marine Research*, 7, 1948, n° 2, p. 63-66.

(*École nationale d'Agriculture, Rennes.*)

PHYSIQUE DE L'ATMOSPHÈRE. — *Sur quelques mesures de la luminance du ciel nocturne dans le proche infrarouge.* Note de M. **Charles Cailliatte**, transmise par M. Jean Cabannes.

Des mesures dans la bande 0,72-0,89 μ par la méthode photographique de Ch. Fabry, ont conduit à une luminance dans le proche infrarouge d'environ 16 fois la valeur trouvée dans le bleu (différence : 3 magnitudes).

1. La luminance du ciel nocturne, dans la région bleue-violette, a été mesurée à plusieurs reprises par rapport aux étoiles. Par la méthode photographique de Ch. Fabry, J. Dufay [1] a trouvé pour magnitude moyenne de 1° carré, au voisinage du pôle nord, $m_{pg} = 4{,}36$.

Les mesures photographiques ultérieures de C. T. Elvey et O. Struve, comme les mesures photoélectriques de C. T. Elvey et F. E. Roach (faites avec une cellule au potassium), ont donné des valeurs peu différentes de la précédente.

J. Rudnick [2] a déterminé d'autre part l'indice de couleur du ciel nocturne, et l'a trouvé très voisin de celui du Soleil (C. I. = + 0,65), avec des variations sensibles d'une nuit à l'autre. Mais déjà la prédominance des radiations rouges paraissait probable, d'après les observations de J. Dufay.

R. Grandmontagne [3] a mis pour la première fois en évidence la grande intensité des radiations du proche infrarouge dans la lumière du ciel nocturne. De ses mesures, faites par comparaison à une source étalon, au moyen d'une cellule au cæsium oxydé sur argent, dont la sensibilité spectrale était maximum vers 0,78 μ et le seuil voisin de 1 μ, il a déduit, d'une manière indirecte, la magnitude infrarouge de 1° carré du ciel au zénith. Selon le procédé de réduction utilisé, il a obtenu des valeurs comprises entre

$$m_{IR} = 1{,}5 \text{ et } m_{IR} = 1{,}95 \qquad (0{,}585 < \lambda < 0{,}900\ \mu).$$

2. En raison de l'importance croissante des mesures infrarouges en photométrie stellaire, il semblait utile de déterminer directement, dans cette région

spectrale, la luminance du ciel par rapport aux étoiles. Nous avons monté à cet effet un photomètre Fabry au foyer Cassegrain du télescope de 81 cm de l'Observatoire de Haute-Provence. La sensibilité des films utilisés (Eastman 1 N) s'étend jusque vers 0,89 μ; un filtre Wratten 88 A élimine les radiations de longueurs d'onde inférieures à 0,72 μ. Nous avons comparé le ciel, à diverses distances zénithales, à des étoiles de la Selected Area 57, dont les magnitudes infrarouges ont été déterminées par G. E. Kron ([4]) dans la même bande spectrale. Le tableau ci-dessous donne les résultats de nos mesures; *n* est le nombre des observations; Z, la distance zénithale moyenne; m_{IR}, la magnitude de 1° carré du ciel.

Dates.	*n*.	Z.	m_{IR}.
1956. Mai	14	23°	1,38
1957. Avril	2	26°	1,38
1956. Mai	7	41°	1,38
1955. Juillet	6	75°	0,31

On voit que la luminance du ciel dans le proche infrarouge est environ 16 fois supérieure à la valeur trouvée dans le bleu (différence : 3 magnitudes). Ces valeurs sont, dans l'ensemble, en assez bon accord avec les déterminations indirectes de R. Grandmontagne.

3. Dans la bande 0,585-0,900 μ, ce dernier obtenait une luminance sensiblement constante du zénith à Z = 40°. Entre Z = 40° et Z = 75°, la variation, à peu près linéaire, conduisait au rapport B(75°)/B(40°) = 2,5.

Nos mesures (entre 0,72 et 0,89 μ) donnent

$$\frac{B(75^\circ)}{B(41^\circ)} = \frac{B(75^\circ)}{B(23^\circ)} = 2,7.$$

Ce nombre est très voisin de ceux qui ont été trouvés par P. Berthier ([5]) en spectrophotométrie photographique pour diverses bandes de la molécule OH, comprises entre 0,7915 et 0,8830 μ, ainsi que pour la bande 0,8645 μ de la molécule O_2, responsables de la grande luminosité du ciel nocturne dans le proche infrarouge. Berthier a donné, en effet, les valeurs moyennes ci-dessous :

$$\frac{B(75^\circ)}{B(15^\circ)} = 2,66 \qquad \text{pour les bandes de OH,}$$

$$\frac{B(75^\circ)}{B(15^\circ)} = 2,65 \text{ à } 2,70 \qquad \text{pour la bande de } O_2.$$

([1]) J. Dufay, *Bulletin de l'observatoire de Lyon*, 10, n° 9, 1928.
([2]) *Astrophys.*, 86, 1937, p. 212.
([3]) *Ann. Phys.*, 11e série, 16, 1941, p. 253.
([4]) G. E. Kron et J. L. Smith, *Astrophys. J.*, 113, 1951, p. 324.
([5]) *Ann. Géophys.*, 12, 1956, p. 113.

EMBRYOGÉNIE VÉGÉTALE. — *Papilionacées. Développement de l'embryon chez le* Bonaveria Securidaca *Desv.* (Securigera Coronilla *DC.*). Note de M. **Pierre Crété**, présentée par M. René Souèges.

Le *Bonaveria Securidaca* entre dans la famille embryogénique du *Coronilla minima*. Cette espèce devrait être incluse dans la tribu des Hédysarées et non dans celle des Lotées dont les représentants font partie de la famille embryogénique du *Trifolium minus*.

On sait combien il est difficile d'établir une classification valable au sein des Papilionacées en ce qui concerne tant la séparation des tribus que la limitation des genres.

C'est ainsi que traitant des Hédysarées, Bentham et Hooker (1) conviennent que c'est un groupement assez artificiel, ne se distinguant de plusieurs autres tribus que par l'articulation du légume; il serait même préférable, pensent-ils, d'associer l'une de leurs subdivisions, les Coronillées, aux Lotées qui sont une des tribus très voisines des Hédysarées. De son côté, Taubert (2) *in* Engler et Prantl considère les Hédysarées comme une tribu artificielle, présentant de nombreux rapports avec les Lotées, les Galégées et les Phaséolées. Cependant, l'embryologie confirmerait la valeur systématique de ce groupe dont les représentants étudiés jusqu'ici font partie, dans leur ensemble, de la même famille embryogénique du *Coronilla mimma* (3); les Lotées, qui présentent avec les Hédysarées le plus de rapports, se caractérisent par la production, à la troisième génération, d'une cellule épiphysaire et, de ce fait, se rattachent à la famille embryogénique du *Trifolium minus* (4), qui occupe, dans la classification périodique, la case voisine de celle des Hédysarées.

Le cas du genre *Bonaveria* Scop. (*Securigera* DC.) a retenu notre attention car on a toujours discuté de son appartenance aux Lotées ou aux Hédysarées sans aboutir à une solution satisfaisante. Par leur aspect général, ses représentants sont si proches des Coronilles qu'une des espèces, le *Bonaveria Securidaca* Desv., porte également les noms de *Coronilla Securidaca* L., *Coronilla parviflora* M.B., *Securigera Coronilla* DC. Aussi, certains systématiciens, tels que Endlicher (5), font-ils des *Bonaveria* un genre proche des Coronilles et appartenant comme ces dernières plantes aux Hédysarées. Cependant, les articles du fruit étant peu marqués et ne se séparant pas les uns des autres, des systématiciens tels que Bentham et Hooker, Taubert, les rattachent aux Lotées. Nous avons voulu vérifier, en étudiant le développement de l'embryon chez le *Bonaveria Securidaca* Scop., dans quelle famille embryogénique on pouvait classer cette espèce; et, par suite, déterminer si le genre devait être inclus dans les Lotées plutôt que dans les Hédysarées.

L'embryogénie de l'espèce est caractérisée par la production, à la seconde génération, d'une tétrade de la série A_1 (*fig.* 1 à 3); à la troisième génération, de quadrants disposés régulièrement autour de l'axe proembryonnaire, sur un même plan (*fig.* 4 à 7) et, à la quatrième génération, de deux étages quadricellulaires d'octants (*fig.* 10 et 11). A partir des octants supérieurs s'édifie la partie cotylée *s. lato*; il s'y forme tout d'abord des cloisons anticlines (*fig.* 13 à 16), puis des parois périclines délimitent les premiers éléments du dermatogène (*fig.* 18 à 31).

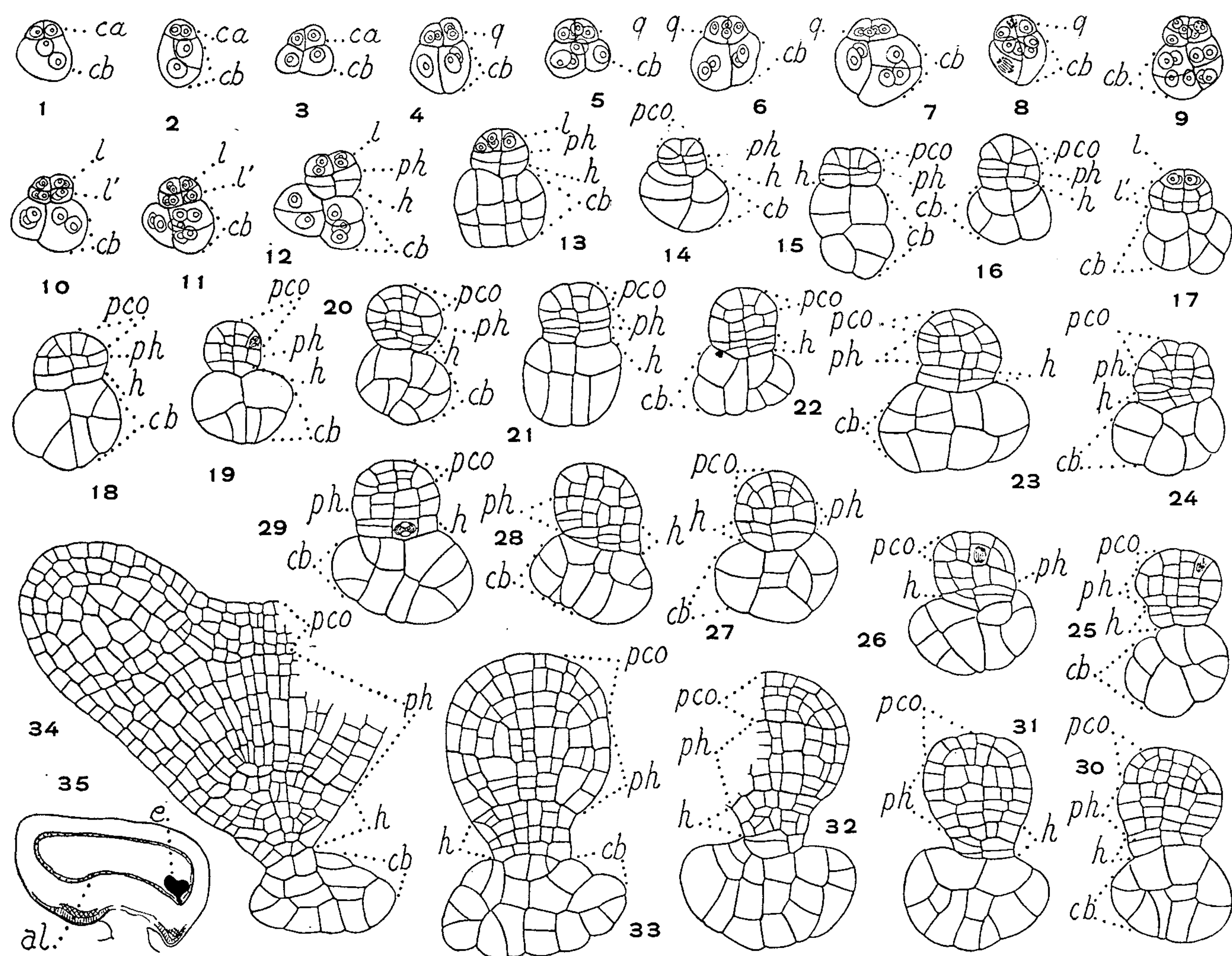


Fig. 1 à 35. — *Bonaveria Securidaca* Scop. — Les principaux termes du développement de l'embryon. En 35, schéma de la graine correspondant à l'embryon figuré en 34. *ca*, cellule apicale du proembryon bicellulaire; *cb*, cellule basale ou suspenseur; *q*, quadrants; *l*, octants supérieurs ou partie cotylée *pco*; *l'*, octants inférieurs; *phy*, partie hypocotylée; *h*, massif bypophysaire; *al*, albumen; *e*, embryon, G. = 230; 20 pour la figure 35.

Dans les octants inférieurs, des parois horizontales séparent d'emblée deux étages (*fig.* 12 à 14), dont l'un fournit la partie hypocotylée et l'autre, le tissu hypophysaire. Dans l'hypocotyle, les premiers éléments du dermatogène se différencient, en général, sans tarder, par suite de cloisons verticales (*fig.* 16 à droite), plus rarement après une division transversale des cellules circumaxiales (*fig.* 16 à gauche, *fig.* 21 et 22). Dans les cellules

hypophysaires, les premières parois sont souvent horizontales (*fig.* 20 à 23) et isolent deux nouveaux étages à partir desquels s'identifient, d'une part, la zone des initiales de l'écorce de la racine et, d'autre part, le primordium de la coiffe.

La cellule *cb* du proembryon bicellulaire ne fournit qu'un suspenseur globuleux, formé de macromères, toujours bien distincts des micromères qui entrent dans la constitution de l'embryon proprement dit.

L'embryogénie du *Bonaveria Securidaca* est absolument conforme à celle des Hédysarées dont la tétrade appartient toujours à la série A_1; elle diffère de celle des Lotées dont la tétrade fait partie de la catégorie B_1. C'est de la Coronille que le genre *Bonaveria* se rapproche surtout par la séparation très nette des étages *ca* et *cb* à tous les stades de l'embryogenèse. Par le cloisonnement transversal des octants inférieurs, les *Bonaveria* ressemblent non seulement aux Coronilles qui ont, à ce point de vue, un comportement souvent comparable, mais encore aux *Hippocrepis*, qui sont également des Coronillées et aux *Æschynomene*, bien qu'ils fassent partie d'une autre sous-tribu. Les autres Hédysarées dont l'embryogénie nous est connue, même les *Ornithopus* qui font cependant partie des Coronillées, se distinguent nettement des genres précédents par le cloisonnement tout d'abord vertical des octants inférieurs ([3]).

([1]) *Genera plantarum*, Londres, 1, 1873-1877.

([2]) *Die natürlichen Pflanzenfamilien*, 3, n° 3, Leipzig, 1891, p. 70.

([3]) R. Souèges, *Ann. Sc. nat. Bot.*, 11e série, 17, 1956.

([4]) R. Souèges, *Embryogénie et Classification* (3e fasc. Partie spéciale : *Première période du système*), Paris, 1948.

([5]) Endlicher, *Genera plantarum*, Vienne, 1836-1840.

(Laboratoire de Botanique générale de la Faculté de Pharmacie de Paris.)

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Étude comparée de l'émulsine et de la linase. Dédoublement de l'amygdaline par la linase. Résistance différente de ces deux enzymes à l'action de la chaleur.* Note de M. **Émile André** et Mlle **Monique Maille**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dans de précédentes Notes ([1]), ([2]), nous avons signalé que l'émulsine des amandes douces agit sur la linamarine et libère l'acide cyanhydrique qui existe en puissance dans les tourteaux de lin, mais que son action est plus lente et moins complète que celle de la linase. Inversement, la linase hydrolyse l'amygdaline des amandes amères, mais son action s'avère aussi rapide et aussi complète que le serait celle de l'émulsine elle-même.

Dans le but de vérifier et compléter nos premières expériences nous avons récolté pendant la saison dernière des amandes de noyaux d'abricots; ces amandes finement broyées et mises à macérer dans l'eau pendant 24 h ont dégagé 2,52 g d'acide cyanhydrique par kilogramme. Pour établir quelle serait l'action de la linase sur l'amygdaline contenue dans ces amandes nous avons opéré comme nous l'avions fait antérieurement pour les amandes amères.

Sur une prise d'essai d'amandes d'abricots finement broyées (5 g) placées dans un ballon, nous avons versé de l'eau bouillante. Le ballon fut plongé aussitôt dans un bain d'huile chauffé à 100-110° et l'on a fait passer un courant de vapeur d'eau dans le ballon en condensant la vapeur à sa sortie et en recueillant l'eau qui distille. Dans le distillat obtenu nous avons dosé l'acide cyanhydrique (distillat A). Après quoi le ballon contenant la bouillie d'amandes ainsi traitées a été abandonné pendant 24 h à la température ordinaire. On a procédé alors à un nouvel entraînement par la vapeur, ce qui nous a donné un second distillat (distillat B); nous y avons dosé l'acide cyanhydrique comme nous l'avions fait pour le distillat A.

Enfin, dans le ballon refroidi, nous avons ajouté une petite quantité (3 g) de graines de lin fraîches broyées, pour apport de linase, et nous avons laissé macérer le tout pendant 24 h à la température ambiante. Nous avons finalement procédé à un nouvel et dernier entraînement à la vapeur. Nous avons obtenu un distillat C dans lequel nous avons dosé l'acide cyanhydrique. Naturellement nous avions déterminé à l'avance la quantité d'acide cyanhydrique contenu dans les graines de lin ajoutées et nous avons fait la correction que comportait cet apport supplémentaire.

Les résultats obtenus dans les dosages des distillats A, B, C figurent dans le tableau suivant :

Quantité d'acide cyanhydrique dégagée par les amandes d'abricots broyées et mises à macérer dans l'eau : 2,52 g ‰.

Quantités d'acide cyanhydrique trouvées dans :			
distillat A.	distillat B.	distillat C.	total A + B + C.
0,83	0,075	1,64	2,54
1,66	0,032	0,95	2,64
1,37	0,043	1,20	2,61
1,77	0,054	0,82	2,64

L'examen des chiffres qui figurent sur ce tableau montre :

1° que la destruction de l'émulsine pendant la distillation A est à peu près complète, mais que la quantité d'acide cyanhydrique qui se dégage pendant cette opération est importante et qu'elle peut varier dans de larges limites;

2° que l'apport de linase permet de remplacer l'émulsine dans son action sur l'amygdaline de telle sorte que le dégagement de CNH est total.

Nous avons voulu ensuite effectuer la même série d'expériences avec des amandes de noyaux de prunes. Le macéré aqueux des dites amandes broyées a dégagé, au bout de 24 h, 2,20 g de CNH °/₀₀.

C'est avec surprise que nous avons constaté que l'émulsine de ces amandes résiste beaucoup plus à l'action de l'eau bouillante que celle des autres graines étudiées par nous. Dans trois expériences successives nous avons recueilli, dès la première distillation (distillation A), la totalité de l'acide cyanhydrique qu'elles peuvent dégager; dans deux autres essais, la quantité d'acide cyanhydrique dégagée est restée un peu moins grande. Les résultats obtenus figurent dans le tableau suivant :

Quantité d'acide cyanhydrique dégagée par les amandes de prunes broyées et mises à macérer dans l'eau : 2,20 g °/₀₀.

Quantités d'acide cyanhydrique trouvées dans :

distillat A.	distillat B.	distillat C.	total A + B + C.
2,10	0,064	0,12	2,28
2,18	0,064	0,16	2,40
2,13	0,043	0,22	2,39
1,88	0,021	0,40	2,30
1,96	0,032	0,44	2,43

L'examen de ce tableau permet de constater, en outre, que la distillation C a donné une nouvelle quantité de CNH alors que nous pensions ne plus en trouver; l'action de la linase a donc permis d'hydrolyser l'amygdaline d'une façon encore plus complète que ne l'avait fait l'émulsine elle-même.

Pour terminer nos expériences nous avons voulu vérifier quelle était la résistance de la linase à l'action de l'eau bouillante. Sur des graines de lin récoltées en France et provenant d'une souche d'origine marocaine dite « lin Maroc », nous avons reproduit la série d'expériences ci-dessus décrites.

Le macéré aqueux de graines a dégagé au bout de 24 h, 0,28 g de CNH °/₀₀.

La linase a été détruite très facilement par l'eau bouillante; la quantité de CNH obtenue dans le distillat A n'a été que de 0,032 °/₀₀. La bouillie résiduelle, abandonnée ensuite à elle-même pendant 24 h, n'a donné à la distillation B que 0,01 g d'acide cyanhydrique °/₀₀, ce qui peut se confondre avec les erreurs d'expériences. Il a été nécessaire d'ajouter de la graine de lin broyée pour retrouver le chiffre de 0,28 g °/₀₀.

En résumé, les résultats obtenus avec les amandes d'abricots sont comparables à ceux que nous avions obtenus antérieurement avec les amandes amères; l'émulsine a été détruite au cours de la distillation A, mais avant

de l'être complètement elle a dédoublé une partie de l'amygdaline; la linase a permis, par la suite, d'hydrolyser le reste et d'obtenir le dégagement complet de l'acide cyanhydrique.

L'émulsine des amandes de prunes s'est révélée nettement plus résistante à l'action de la chaleur; nous avons recueilli par trois fois la totalité du CNH dans une rapide distillation opérée sans macération préalable.

Enfin, nous avons reconnu que la linase est thermolabile et qu'elle est, pour ainsi dire instantanément détruite par l'action de l'eau bouillante. Ceci nous autorise à penser que ces deux enzymes ont une individualité propre bien qu'ils puissent se remplacer mutuellement dans une même réaction biochimique.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2091.
(2) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 361.

AGRONOMIE. — *Conservation des bananes. Signification des traitements alternés assortis de pauses d'immobilité de l'ambiance. Détermination expérimentale des caractéristiques fondamentales d'un lot de régimes de bananes quelconque.* Note de M. **Alexandre Tsalpatouros**, présentée par M. Roger Heim.

Un lot de régimes de bananes, étant toujours initialement hétérogène, se déshomogénéise davantage au cours de son entreposage s'il est traité sans discernement. Toute technique rigoureuse susceptible de rendre et de maintenir le lot homogène nous dispense de l'obligation de sélectionner, supprime les déchets et diminue le prix de revient du fruit.

Dans deux Notes précédentes (1), nous avons exposé des techniques expérimentales permettant de rendre homogène et de bonne qualité un lot de régimes de bananes d'état hétérogène courant, arrimés sans aucune précaution spéciale. Il en faut retenir que le « travail » du métabolisme, pour apparaître, exige successivement des réchauffements et des refroidissements de l'« intermédiaire » cytoplasmique, tout à fait comme le principe de Carnot nous apprend que les machines thermiques, pour produire du travail, exigent que l'agent intermédiaire soit d'abord chaud (vapeur) et ensuite froid (eau condensée). Et nous donnons ainsi une première signification et une justification à nos traitements alternés.

Quoi qu'il en soit, pour appliquer, à un lot inconnu par définition, des traitements rationnels alternés assortis de pauses d'immobilité, il faut rechercher les amplitudes et les périodes des pauses et des alternances. Dans ce but, nous avons été amené à discerner l'existence de quelques caractéristiques fondamentales d'un lot et à indiquer la méthode de leur détermination expérimentale.

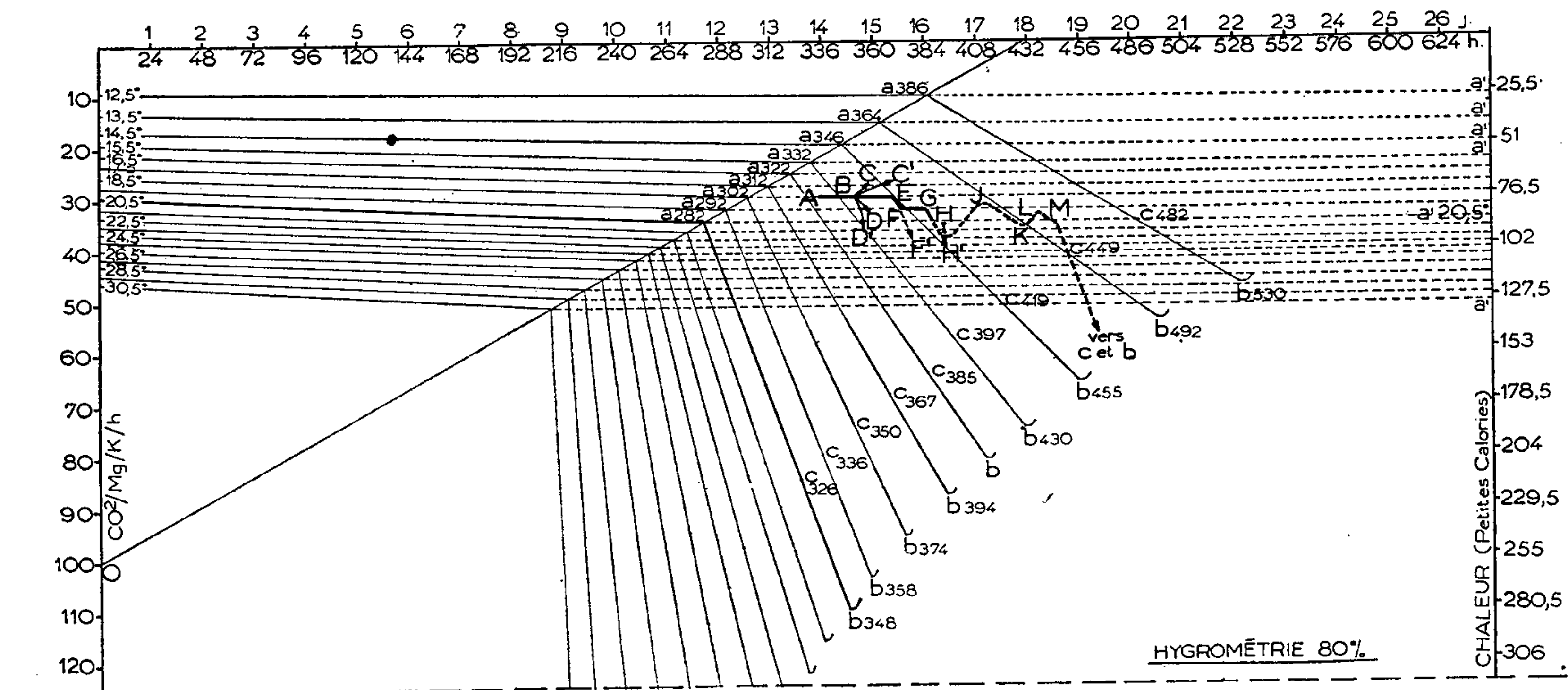
Quotient de disparité instantanée par rapport à une température repère. — Les régimes sont divisés par la pensée en « donneurs » et en « accepteurs » d'énergie thermique. Quelle que soit leur disposition dans l'enceinte et quel que soit, par conséquent, le processus de transmission d'énergie qui peut prédominer, nous retenons que cette transmission dépend de la différence des températures des donneurs et des accepteurs considérés, soit individuellement, soit par groupes, soit globalement.

Nous nous référons à une température arbitrairement choisie comme repère entre les deux températures extrêmes des régimes et nous supposons effectuée la somme des énergies offertes par les donneurs, à partir de leurs températures respectives jusqu'à la température repère, comme si toutes les demandes d'énergies des accepteurs y étaient en quelque sorte concentrées. Soit S_0 cette somme. Parallèlement, soit S_d la somme supposée effectuée des énergies demandées par les accepteurs qui les puiseraient en quelque sorte au niveau de la température repère pour les utiliser à leurs températures respectives, comme si tous les donneurs y avaient concentré toutes les énergies offertes. Par définition, nous appelons quotient de disparité instantanée, le quotient S_0/S_d. Nous voyons immédiatement que si $S_0/S_d \neq 1$, c'est-à-dire si $S_0 \neq S_d$, nous ne pouvons pas conserver notre lot à la température repère puisqu'à cette température les énergies offertes et les énergies demandées ne sont pas compensées. Si $S_0 > S_d$, le lot demeurera hétérogène avec excès de régimes avancés. Si $S_0 < S_d$, le lot demeurera hétérogène avec excès de régimes déficients. Nous devons donc abandonner cette température sitôt que nous l'avons reconnue dans notre enceinte et nous en éloigner, soit vers la zone froide, soit vers la zone chaude, d'autant plus rapidement que S_0/S_d est plus éloigné de l'unité. Nos traitements alternés prennent une deuxième signification. Expérimentalement, pour reconnaître la valeur du quotient S_0/S_d, il nous suffira d'imposer (de préférence par convection très forcée pour aller plus vite) une condition fixe, par exemple à 18,5° C, selon la trajectoire AB du diagramme ci-contre et d'arrêter en B toute pulsion. Si la trajectoire suivie par notre lot oblique vers C ou C′, c'est que $S_0 < S_d$. L'offre d'énergie est insuffisante et le lot se rafraîchit à l'instant considéré. Si la trajectoire oblique vers D ou D′, c'est que $S_0 > S_d$; la demande est insuffisante et notre lot se réchauffe. La pente des obliques nous renseigne sur l'importance du déséquilibre.

Température d'équilibre instantanée. — Parmi les différentes températures repères expérimentées de la sorte, nous découvrirons celle qui équilibre l'offre et la demande et pour laquelle $S_0 = S_d$. Supposons qu'elle soit justement celle de 18,5° C. La trajectoire se poursuivra selon BE. Par définition, la température ainsi déterminée par tâtonnements, sera la température d'équilibre instantanée caractéristique du lot. *A priori,*

nous pourrions compter qu'à cette température notre lot ne se déshomogénéise pas. Nous verrons que cela n'est pas toujours exact.

Densité d'énergie ou distribution de l'énergie offerte et demandée dans l'enceinte. — En effet, l'équilibre du lot a pu apparaître d'une infinité de manières. Par exemple, un petit nombre de régimes très chauds, disséminés dans la masse, peuvent avoisiner immédiatement avec des régimes très frais, alors que tout le reste des régimes sont disposés de façon à s'équilibrer mutuellement de manière uniforme. Dans une pareille éventualité, il est évident que notre lot doit demeurer plus longtemps en ambiance immobile qu'en atmosphère brassée; le processus de rayonnement sera suffisant pour réchauffer les régimes très frais, alors que la convection forcée les priverait de chaleur au bénéfice des régimes éloignés qui n'en ont pas besoin à l'instant considéré. Malgré le maintien continu à la température fixe d'équilibre, les régimes très frais ci-dessus resteront handicapés. Nos traitements alternés prennent une troisième signification.



Si le petit nombre de régimes très chauds sont entourés de régimes moyennement chauds et que les régimes très frais se trouvent disséminés au loin dans la masse, il est évident que notre lot doit demeurer plus longtemps en atmosphère brassée à la température d'équilibre instantanée qu'en ambiance immobile; en effet, c'est par la convection forcée que l'énergie des régimes très chauds sera transportée aux régimes très frais plus rapidement que par tout autre processus puisque, par surcroît, nous pouvons régler la vitesse de brassage. La convection forcée éviterait en même temps aux régimes moyennement chauds de trop se réchauffer. Expérimentalement, nous pourrons reconnaître la distribution de l'énergie du lot offerte et demandée en administrant successivement un traitement pulsé au besoin selon les trois directions de l'espace et un traitement

immobile. A l'instant de notre observation, par exemple en E (immobilité), la pente de la trajectoire EFF' nous indiquera la réactivité du lot au traitement d'immobilité et si selon FG nous pulsons, à l'instant F, la pente de la trajectoire GHH' nous indiquera la réactivité au traitement par brassage. La comparaison de ces pentes nous indiquera lequel des deux traitements devra prédominer pour maintenir notre lot constamment homogène. Sur notre tracé, les deux pentes sont égales et nous avons conclu que pour suivre l'itinéraire IJKLM jusqu'au prétournage, nous devions appliquer immobilité et pulsion par périodes égales, ce que nous avons fait et ce qui nous a dicté en même temps les amplitudes des alternances. Nous avons atteint le prétournage en M sans être déçus par l'homogénéité que nous espérions. Mais déjà dans le domaine de la logique pure les traitements discontinus avaient trouvé leur justification avant d'être confirmés par l'expérience.

Temps-durée de réponse aux traitements. — Par définition, nous appellerons temps-durée de réponse aux traitements le nombre en unités de temps nécessaire pour que la température de l'enceinte du lot varie d'une unité de température à partir de l'instant où nous commençons notre observation et où nous demeurons en ambiance immobile quel que soit le traitement précédant cet instant. La détermination expérimentale de cette caractéristique se fait avec une précision d'autant plus grande que nos instruments sont plus perfectionnés. Ainsi, à un instant donné, notre lot nous répond par des nombres *finis*, qui, dans un domaine voisin de cet instant, sont *dérivés* d'une fonction admettant par conséquent des *différentielles*. Pourrons-nous alors, à l'aide du calcul, découvrir plus vite l'art de maîtriser notre fruit à l'échelle industrielle ?

(*) Séance du 4 novembre 1957.

(1) *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 1024 et 1334.

PHYSIOLOGIE. — *Effet de l'administration de divers composés glucidiques sur l'élimination urinaire d'acide citrique.* Note de M. **Paul Fournier** et Mlle **Yvonne Dupuis**, présentée par M. Robert Courrier.

Lorsque de jeunes Rats ingèrent un composé de structure : lactose, cellobiose, mannose, glucosamine ou inositol, leurs urines renferment beaucoup plus d'acide citrique que celles des animaux qui ne reçoivent que des glucides typiquement énergétiques : amidon, maltose ou saccharose.

Les nombreux corps groupés avec le lactose sous le nom de glucides de structure, puis de composés de structure, améliorent, chez le jeune Rat, l'utilisation du calcium de la ration (1), (2). Pour le lactose, une étude

particulière a montré que l'accroissement de la rétention calcique provoqué par l'administration de ce glucide se traduit non par une augmentation du taux de minéralisation du squelette, mais par la formation d'une plus grande quantité d'os. De plus, l'ingestion de lactose cause une forte augmentation de la teneur de l'urine des animaux en acide citrique (3), (4). Cet effet avait déjà été observé lors de l'administration de lactose au Porc (5).

Nous recherchons présentement si l'accroissement de l'excrétion urinaire d'acide citrique est un effet particulier du lactose ou si cet effet est commun à divers membres du groupe des composés de structure.

Des rats albinos d'environ 50 g sont répartis en huit lots homogènes de six animaux. Ceux du lot I (témoin) reçoivent un régime de composition centésimale suivante : amidon, 81,5; caséine, 4; huile d'arachide, 8; levure, 3; mélange salin, 3; TiO_2, 0,5. La composition du mélange salin a été donnée dans une Note précédente (6). Chaque animal reçoit aussi trois gouttes d'huile de foie de morue par semaine. Chacun des régimes des autres lots ne diffère du précédent que par la substitution, à une proportion équivalente d'amidon, d'une proportion définie d'un composé glucidique particulier. La substitution porte sur 12 % de maltose, de saccharose, de lactose ou de cellobiose (lots II, III, IV et V); sur 10 % de mannose (lot VI); sur 6 % de glucosamine ou de méso-inositol (lots VII et VIII).

Ainsi les glucides qui entrent dans la composition des trois premiers lots sont typiquement énergétiques; seuls les régimes des cinq derniers lots renferment des composés de structure.

Dès le 4e jour d'administration des régimes, chaque rat est placé dans un dispositif individuel qui permet de récolter séparément l'urine. Les 5e, 10e, 15e et 20e jours d'expérience, les urines de deux jours consécutifs sont recueillies et l'acide citrique y est dosé par la méthode de H. Weil-Malherbe et A. Bone (7).

Les valeurs relatives à l'excrétion urinaire d'acide citrique sont consignées dans le tableau. Pour chacun des lots, la grandeur de cette excrétion, exprimée en milligrammes par jour, fait l'objet de quatre indications successives correspondant aux divers temps de prélèvement. Chacune de ces valeurs est la moyenne arithmétique des excrétions individuelles des rats d'un lot. Sous cette valeur figurent, entre parenthèses, les quantités extrêmes.

L'excrétion urinaire d'acide citrique est nettement la plus faible pour les trois premiers lots d'animaux dont les régimes renferment, comme source glucidique, l'amidon seul (lot I) ou associé au maltose ou au saccharose (lots II et III). L'incorporation d'un composé de structure au régime des animaux provoque toujours une élévation de la teneur des urines

en acide citrique. Cette élévation est notable dans le cas de l'administration de cellobiose (lot V), importante lors de la présence dans le régime de lactose, de mannose ou d'inositol (lots IV, VI et VIII), énorme lorsque le régime comporte de la glucosamine (lot VII), puisque, en fin d'expérience, les animaux qui reçoivent ce composé éliminent, en moyenne, dix fois plus d'acide citrique que ceux du lot témoin. Ainsi l'influence du lactose sur l'excrétion urinaire d'acide citrique s'étend à divers corps que leur pouvoir ostéogène avait permis d'englober dans un groupe de composés de structure. Et des travaux récents ont montré qu'un autre corps doué d'un fort pouvoir ostéogène, la vitamine D, accroît également l'élimination urinaire d'acide citrique [8]. Notons que l'acide citrique n'est pas le seul métabolite important dont l'excrétion urinaire est augmentée du fait de l'administration des composés de structure : l'acide α-cétoglutarique se comporte de la même façon [9].

Influence de la nature de divers composés glucidiques sur la teneur des urines en acide citrique.

		Élimination journalière d'acide citrique en milligrammes par animal.			
Lots.	Régimes.	5e jour d'expérience.	10e jour d'expérience.	15e jour d'expérience.	20e jour d'expérience.
I.	Amidon	2,1	2,3	2,2	2,7
		(1,3-2,7)	(1,3-3,2)	(1,2-3,4)	(1,1-4,1)
II.	Maltose 12 %	2,4	2,1	3,6	3,1
		(1,9-3)	(1,7-2,7)	(3,3-3,8)	(1,9-3,8)
III.	Saccharose 12 %	2,3	2,4	2,2	2,8
		(1,2-3,1)	(1,1-3)	(1,9-2,8)	(2-3)
IV.	Lactose 12 %	3,1	5	9,4	13,3
		(2,3-4,8)	(2,1-11)	(4,5-13,4)	(6-16,4)
V.	Cellobiose 12 %	5,6	4,9	6,2	6,5
		(2,7-10,5)	(2,8-8,4)	(4-10)	(3,9-9,8)
VI.	Mannose 10 %	2,8	5	10,2	11
		(1,7-4,2)	(3,8-6,5)	(5,3-17)	(4-18,4)
VII.	Glucosamine 6 %	5,2	9,5	23,2	26,8
		(4,3-7,9)	(6,9-16,5)	(11-30)	(17-37,3)
VIII.	Inositol 6 %	7	8,8	10,6	9,4
		(5,1-9,4)	(4,4-12,4)	(9,4-12)	(5,5-14)

Quelle est la signification de cet accroissement de l'excrétion urinaire d'acide citrique ? Nous ne pourrions à propos de cette question que comparer diverses hypothèses. Mais une différence de composition des urines, une différence dans le développement du squelette, semblent bien indiquer que les animaux ne fonctionnent pas identiquement s'ils reçoivent des glucides énergétiques ou des composés de structure.

(1) P. Fournier, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 718.
(2) P. Fournier, H. Susbielle et Y. Dupuis, *J. Physiol.*, 47, 1955, p. 793.
(3) Y. Dupuis, *Thèse de Doctorat ès sciences*, Paris, mai 1957.
(4) Y. Dupuis, *C. R. Soc. Biol.*, 151, 1957, n° 10 (sous presse).
(5) O Fürth, H. Minnibeck et E. Edel, *Biochem. Z.*, 269, 1934, p. 379.
(6) P. Fournier, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 304.
(7) *Biochem. J.*, 45, 1949, p. 377.
(8) H. Steenbock et S. A. Bellin, *J. biol. Chem.*, 205, 1953, p. 985.
(9) P. Fournier et A. Digaud, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1221.

(*Laboratoire de Physiologie de la Nutrition du C. N. R. S., Paris.*)

ENDOCRINOLOGIE. — *Survie des blastocystes de Rat en l'absence d'hormones ovariennes.* Note (*) de M. **René Canivenc** et Mlle **Maryse Laffargue**, transmise par M. Robert Courrier.

Lorsqu'on castre une ratte au 4e jour de la grossesse, sans apporter aucune hormone ovarienne dans l'économie, les blastocystes ne meurent pas à la suite de cette opération, et l'on peut, plusieurs jours après, provoquer leur ovo-implantation, par l'administration de progestérone et d'œstradiol, à certaines doses.

Au cours de la grossesse, il y a dans la majorité des espèces, un rapport (phase de vie fixée/phase de vie libre) de l'œuf fécondé, supérieur à 1, c'est-à-dire que la vie libre de l'œuf dans les voies génitales femelles est toujours plus courte que la vie fixée. Cependant on peut voir ce rapport s'inverser chez les espèces présentant des phénomènes de nidations retardées ou de nidations différées. La durée de la phase de vie libre a, dans ces conditions, une ampleur considérable [R. Kehl (1)]. On sait par exemple que chez le Rat, la lactation de nombreux petits entraîne une augmentation plus ou moins importante de la phase de vie libre, et que l'ovo-implantation est ainsi plus tardive que dans les conditions normales [F. Lataste (2), R. Courrier (3), G. Mayer (4)].

On peut également s'opposer à la réalisation d'une ovo-implantation à la date normale, en soumettant des rattes gravides à l'action d'agressions organiques, comme par exemple en brûlant la patte postérieure de l'animal. Cette inhibition de l'ovo-implantation est à tout instant contrôlable et l'administration d'hormones ovariennes à certains taux [R. Canivenc et G. Mayer (5)], permet à l'œuf de se nider au moment voulu.

D'autre part, la castration, lorsqu'elle est pratiquée au 4e jour de la gravidité, s'oppose à la nidation, malgré l'administration de 10 mg par jour de progestérone. Mais les blastocystes ne meurent pas, car l'on peut déclencher leur nidation par l'administration de petites quantités d'œstradiol [R. Canivenc, M. Laffargue et G. Mayer (6)].

Il se pose le problème de savoir, si la survie blastocytaire nécessite un apport progestéronique quelconque ou si elle est possible en l'absence d'hormones, ce qui montrerait une certaine indépendance du blastocyste vis-à-vis du milieu hormonal. Afin d'étudier ce problème, l'expérience suivante a été réalisée : des rattes, dont le premier jour de la grossesse est signé par la découverte du bouchon vaginal, sont castrées le 4e jour et ne reçoivent aucun apport hormonal. Du 14e au 16e jour après l'opération, on administre quotidiennement 10 mg de progestérone et 10 U. I. de folliculine. On suit par la palpation de l'abdomen le moment d'apparition des masses utéroplacentaires indiquant la présence d'œufs implantés. La nidation des œufs a lieu deux à trois jours après le début de l'administration des hormones ovariennes.

Quand on sacrifie l'animal, on voit que le nombre d'insertions utérines est souvent fort réduit (de 1 à 7, avec une moyenne de 3). La répartition intra-utérine des œufs est également souvent troublée et présente, dans certains cas, une grande irrégularité.

Nombre de jours sans hormone.	Nombre d'animaux opérés.	Administration de progestérone (10 mg par jour).	Administration de folliculine (10 U. I. par jour).	Autopsie.	Résultats. +	Résultats. —	Nombre moyen d'insertions.
Du 4e au 10e jour...	35	Du 11e au 16e jour	Du 12e au 16e jour	17e jour	22	13	3
Du 4e au 13e jour...	11	Du 14e au 17e jour	Du 15e au 17e jour	18e »	5	6	5
Du 4e au 20e jour...	3	Du 21e au 24e jour	Du 22e au 24e jour	25e »	0	3	0

Le tableau ci-dessus résume le pourcentage d'animaux présentant des ovo-implantations.

Discussion des résultats. — Si le stade blastocytaire représente bien un stade d'arrêt, comme l'avait montré F. Lataste (2), il semble également qu'il représente un stade d'indépendance relative, puisque dans nos expériences, ces formations résistent à la privation d'hormones ovariennes pendant des temps fort longs. Ces expériences montrent également qu'on peut contrôler à tout moment la durée de la phase de vie libre, puisque par l'administration d'hormones ovariennes on peut provoquer l'ovo-implantation.

Les recherches de G. Corner (7), P. Ancel et P. Vintemberger (8) ont montré chez la Lapine, que la castration provoque constamment la mort des œufs et s'oppose ainsi à la nidation. R. Alden (9), chez le Rat, en effectuant la castration bilatérale, 7 à 20 h après le coït, a observé également l'absence d'ovo-implantation. Cependant cet auteur ne signale pas s'il a effectué la recherche des œufs libres pour affirmer cette observation. Il est

possible que les phénomènes que nous avons observés chez le Rat se rencontrent cependant dans d'autres espèces, puisque L. Lœb [10] chez le Cobaye, G. Hamlett [11], G. Buchanan, A. Enders et R. Talmage [12] chez le Tatou, ont montré que la castration n'influence pas la vie blastocytaire.

(*) Séance du 12 août 1957.

(1) *Bull. Assoc. Gynéc. et Obstétr.*, 2, 1950, p. 75.
(2) *C. R. Soc. Biol.*, 43, 1891, p. 21.
(3) *Endocrinologie de la gestation*, Masson, Paris, 1945
(4) *C. R. Assoc. Anat.*, 40, 1953, p. 21.
(5) *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1273.
(6) *C. R. Soc. Biol.*, 150, 1957, p. 2208.
(7) *Amer. J. Physiol.*, 86, 1928, p. 74.
(8) *C. R. Soc. Biol.*, 100, 1929, p. 852.
(9) *J. Exp. Zool.*, 90, 1942, p. 159.
(10) *Amer. J. Anat.*, 32, 1923, p. 305.
(11) *Z. Wissensch.*, 141, 1932, p. 143.
(12) *J. Endocrin.*, 14, 1956, p. 121-128.

BIOLOGIE MARINE. — *Présence des Flagellés marins* Coccolithus *et* Exuviella *dans le plancton de la mer Morte.* Note (*) de M. **Francis Bernard**, présentée par M. Louis Fage.

En surface, l'eau de la mer Morte, prise en mai et septembre 1956, se révèle riche en *Coccolithus* et *Exuviella* de type méditerranéen.

En 1956, des échantillons d'eau littorale de la mer Morte, pris en surface à 11 h du matin, nous furent apportés par deux personnes d'Algérie ayant voyagé en Israël. Examinées au microscope inversé, après sédimentation (méthode usuelle d'Utermöhl), ces eaux continentales sursalées se révélèrent surprenantes par leur richesse en Coccolithophorides et Dinoflagellés.

Le premier flacon, pris par Y. Jourdan le 31 mai 1956, près de la route de Jérusalem, était quatre fois plus riche en cellules diverses que le deuxième flacon, pris par S. Bénéfice au même endroit le 11 septembre 1956. Ce deuxième prélèvement contenait, en plus du premier, beaucoup de *Dunaliella viridis* Teod., Flagellé déjà signalé de la mer Morte dans la thèse de B. Elazari-Volcani (1940) sur les Bactéries de cette mer [1].

Les deux prises d'eau montraient des stades de division (amas palmelloïdes brun-orangé) d'un *Coccolithus*, très semblable au *C. fragilis* Lohm. qui est la forme largement dominante à toutes profondeurs en Méditerranée. Mais l'examen des placolithes au microscope électronique sera nécessaire pour affirmer l'identité de ce Calcioflagellé. De même, les nombreux *Exu-*

viella pris en mai paraissent identiques au banal et euryhalin *E. marina* Cienkowsky, pullulant par places au large de la Tripolitaine, mais cette identité superficielle méritera confirmation.

Voici un court tableau, résumé de notre publication à Alger ([2]), comparant les principaux membres du nannoplancton entre diverses eaux :

Nombre de cellules par millilitre.

	Mer Morte		Alger, surface, à 2 milles des côtes (mai 1950).	Large de la Tripolitaine, *Calypso* (juillet 1955), profondeur 800 m 34°24′N-18°34′E.
	31 mai 1956 (surface littoral ouest !)	11 septembre 1956 (surface littoral ouest !)		
Palmellas de *Coccolithus*....	788	3	5	38
Exuviella marina (stades variés)..................	5510	8	0	1654
Flagellés nus divers........	30	1620	896	100
Total des cellules (ml).....	6395	1721	910	1880

On notera la ressemblance entre la première colonne de ce tableau et la dernière. L'eau prise à 800 m par la *Calypso* était cependant trois fois moins riche en *Exuviella* et vingt fois plus pauvre en *Coccolithus* que celle de la mer Morte. Les colonnes 2 et 3 ont aussi des analogies entre elles, mais pour des raisons bien différentes. L'eau marine d'Alger, en mai 1950, était très appauvrie par une crue de l'oued Harrach : comme d'habitude, cette crue réduisait énormément le nombre de palmellas (qui varie entre 50 et 300 dans l'eau non polluée) et faisait abonder, comme Flagellés nus, des Volvocales vertes et des Gymnodiniens. La mer Morte, en septembre 1956, devait être moins fertile à la suite de la terrible insolation estivale, mais gardait quelques-uns des Flagellés de mai, pendant que des *Dunaliella* pullulaient, comme elles le font aussi en plein été à la surface des lacs sursalés du Sahara.

Reste à expliquer comment des Calcioflagellés fragiles, tels que *Coccolithus*, habitent la mer Morte actuelle, d'une salinité considérable (227 à 275 g/l en surface, dont au moins 145 g de sels magnésiens). Je base une interprétation très vraisemblable sur les obligeants renseignements de deux professeurs de Géologie de l'Université de Jérusalem ([3]).

Jusqu'à l'Éocène moyen, la Palestine était recouverte par les eaux méditerranéennes. D'autres communications, moins certaines, ont peut-être existé au Vindobonien (Miocène moyen) et au Pliocène, époques où la mer libre arrivait au moins à 30 km du bord sud de la mer Morte.

Il est donc permis de supposer que l'évaporation de cette mer et sa concentration saline sont relativement récentes (2 à 12 millions d'années), mais assez progressives pour que les *Coccolithus* et *Exuviella* aient pu s'y

adapter. Le caractère euryhalin de ces Flagellés, déjà probable d'après leur distribution vers Alger et Tanger, est amplement confirmé par leur présence ici, parfois plus abondante qu'en Méditerranée (les densités du 31 mai sont quatre fois plus fortes que celles des maxima de surface près de l'Algérie). Et *Coccolithus fragilis* était déjà commun dans les océans au Jurassique.

Donc, si les sels magnésiens interdisent toute vie animale en mer Morte, les êtres végétaux y sont au moins aussi denses que dans les océans. Ils comprennent huit espèces bactériennes, dont deux spéciales, des Diatomées, Myxophycées et Algues vertes benthiques (Volcani, 1940), et enfin, chose plus inattendue, un plancton à Flagellés qui serait vraiment méditerranéen s'il ne s'y ajoutait des *Dunaliella*.

(*) Séance du 4 novembre 1957.

(1) *Thèse de l'Université hébraïque de Jérusalem*, 157 pages, 1940 et *Nature*, 138, 1936, p. 467.

(2) *Bull. Soc. Hist. Nat. Afrique du Nord*, 1957 (sous presse).

(3) M. Avnimelech, *C. R. Séances Soc. Géol. Fr.*, 1937, p. 213; L. Picard, *Neue Jahrb. Min. Beil.*, Bd. 10, Abt. R, 1953; *Bull. Geol. Dept. Hebrew University*, 1943.

RADIOBIOLOGIE. — *Étude des dépôts de fer dans le foie des fœtus de souris, normaux et irradiés.* Note de MM. **Habibollah Izadian** et **Jean-François Duplan**, présentée par M. Antoine Lacassagne.

L'irradiation du foie fœtal provoque, dans cet organe, une augmentation des dépôts de fer. Cet accroissement est directement proportionnel à la dose de rayons X. L'origine de ce phénomène résiderait, soit dans l'accumulation du fer par suite de l'arrêt de l'érythropoïèse, soit dans une hyperdestruction des hématies adultes.

Dès qu'on examina les organes hémopoïétiques de Mammifères irradiés, on constata un accroissement des dépôts d'hémosidérine dans les macrophages de la moelle osseuse et de la rate, ainsi que dans les cellules de Küpfer du foie. Les granulations ferriques semblent localisées préférentiellement à la rate et à la moelle osseuse et accessoirement seulement au foie qui n'est pas hémopoïétique. Chez le fœtus de souris la situation est différente puisque le foie est, du 13e au 15e jour de la vie intra-utérine, l'unique organe sanguiformateur. En localisant l'irradiation à la seule région hépatique (ce qui entraîne inévitablement l'irradiation de la rate), on pouvait donc espérer atteindre en même temps qu'une faible partie du fœtus, la totalité de ses organes érythropoïétiques. Dans le but d'étudier l'influence de l'irradiation du foie fœtal sur l'importance des dépôts de fer dans cet organe ainsi que dans la rate et la moelle osseuse on a employé le matériel et les méthodes suivantes.

Les souris appartiennent à la lignée pure XVII de l'Institut du Radium. L'âge des fœtus est connu à 7 h près, en plus ou en moins. Les irradiations

ont été pratiquées sur des fœtus âgés de 12, 13 ou 14 jours. La mère étant anesthésiée, on extériorise les cornes utérines et l'on irradie à l'aide d'un localisateur cylindrique, la région hépatique des fœtus qui se reconnaît facilement à sa teinte rosée. Les méthodes de contention et d'irradiation ont été décrites par A. Raymaud et M. Frilley [1]. L'appareil de rayons X est un Machlett à anticathode de tungstène qui fonctionne sous 40 kV et 10 mA, une filtration de 1,1 mm d'aluminium permet d'avoir une C.D.A. de 1,2 cm d'eau; l'irradiation de fœtus de 0,5 à 0,8 mm d'épaisseur est donc sensiblement homogène. Les femelles sont sacrifiées les 15ᵉ, 17ᵉ, 18ᵉ et 19ᵉ jours de leur gestation et les fœtus, irradiés ou témoins, sont prélevés dans les cornes utérines. Après fixation par le Zenker-formol et inclusion dans la paraffine, ils sont coupés en série à 7,5 μ d'épaisseur. Plusieurs lames dans lesquelles se trouvent le foie, la rate et la moelle osseuse (os longs, côtes, vertèbres) sont soumises à la réaction du Bleu de Prusse [2] puis surcolorées au carmin aluné. Les résultats que nous avons obtenus sont résumés dans le tableau suivant.

Dose de rayons X.	Age des fœtus à l'irradiation.	Age des fœtus au sacrifice.	Importance des dépôts de fer (*). Dans le foie.	Dans la rate.	Dans la moelle osseuse.
o	12 j 10 h	14 j 16 h	+	o	Pas de moelle osseuse
200 r	»	»	+	o	
300 et 400 r	»	»	+	o	
500 et 600 r	»	»	+++	o	
o	12 j 16 h	16 j 18 h	++	o	o
400 r	»	»	+++	o	o
600 r	»	»	++++	o	o
800 r	»	»	++++++	+	o
o	13 j 9 h	17 j 16 h	+	o	o
200 et 300 r	»	»	++	o	o
400 et 500 r	»	»	+++	o	o
600 r	»	»	++++++	+	o
o	14 j 10 h	17 j 13 h	+	o	o
300 et 500 r	»	»	+++	o	o
600 r	»	»	++++	o	o
o	14 j 10 h	18 j 15 h	+++	o	o
300 et 500 r	»	»	++++++	o	o
700 r	»	»	++++++	++	o

(*) o : pas de fer décelable.
\+ et ++ : quelques macrophages contenant des granulations de fer isolées.
+++ : nombreux macrophages contenant des granulations de fer isolées.
++++ et ++++++ : très nombreux macrophages contenant des amas de fer.

On voit que l'accumulation du fer se fait électivement dans le foie et que l'importance des dépôts est directement fonction de la dose de rayons X. L'apparition de quelques rares granulations de fer dans la rate ne se produit que pour des doses de rayons X au moins égales à 600 r et

seulement lorsque les macrophages hépatiques sont saturés. On ne trouve pas de fer dans la moelle osseuse, mais elle est, à cette époque, si peu fonctionnelle que cette constatation a une valeur restreinte.

On peut attribuer deux origines à cette accumulation du fer dans le foie fœtal après irradiation. On sait que la mère fournit aux fœtus une très grande quantité de fer [3], on pourrait donc penser que l'accroissement des dépôts est dû au fait que ce fer n'est plus utilisé dans l'érythropoïèse puisque l'irradiation a détruit les cellules souches. Une étude attentive de l'érythropoïèse hépatique après irradiation ne confirme pas cette hypothèse. Il semble en effet que même pour les plus fortes doses que nous avons données, la destruction des cellules érythropoïétiques soit transitoire et peu marquée. Il faut donc penser à une hyperdestruction des hématies. Ici encore, les divers mécanismes qui semblent impliqués chez les adultes, dans la fragilisation des hématies et leur phagocytose, ne peuvent être acceptés sans restriction, que ce soit le passage des hématies dans les voies lymphatiques [4] ou leur fragilisation par un mécanisme humoral dans lequel interviendrait la rate [5].

(1) *Bull. Soc. Zool.*, 73, 1948, p. 186.

(2) L. Lison, *Histochimie et Cytochimie animales*, Gauthier-Villars, Paris. 1953.

(3) P. F. Hahn, E. L. Carothers, W. J. Darby, M. Martin, C. W. Sheppard, R. O. Cannon, A. S. Beam, P. M. Densen, J. C. Peterson et G. S. Mc Clellan, *Amer. J. Obst. Gynec.*, 61, 1951, p. 477.

(4) J. B. Kahn et J. Furth, *Blood*, 7, 1952, p. 404.

(5) O. Lartigue et J. F. Duplan, *Rev. franç. Études clin. et Biol.*, 1, 1956, p. 861.

BACTÉRIOLOGIE. — *Recherches sur une bactérie des argiles de cavernes et des sédiments ferrugineux*. Note (*) de M. **Victor Caumartin**, présentée par M. Roger Heim.

La vie d'une faune troglobie est liée, dans certaines galeries obscures des cavernes, à la présence d'argiles. Elles ont toujours été considérées comme stériles. Or, des prélèvements recueillis pendant les expéditions spéléologiques auxquelles nous avons pris part, en août 1956 dans le Lot et en avril 1957 dans l'Ariège, nous ont permis de déceler une flore bactérienne.

Nous avons isolé, entre autres, une bactérie de 0,5 μ de largeur et de 1 à 1,5 μ de longueur, parfois arquée mais toujours fortement renflée aux deux extrémités, ce qui lui donne un aspect géminé caractéristique. En milieu liquide, sous le microscope, son grand axe se trouve presque toujours être perpendiculaire au plan d'observation; elle est agitée, sur place, de mouvements rapides au cours desquels elle s'incline légèrement : elle affecte alors l'allure d'un coccus auréolé ou d'une poire. En période de multiplication, elle peut former des figures triples ou bigéminées en

chaîne. Elle est entourée d'une gaine ininterrompue de sesquioxyde de fer hydraté.

Dans son milieu naturel, elle est anaérobie et rigoureusement autotrophe. Elle tire son carbone et son énergie vitale de la décomposition du carbonate de fer, exceptionnellement du carbonate de manganèse, et de l'oxydation des oxydes ferreux et manganeux qui en résultent. Elle fixe l'azote de l'air, abandonnant au milieu, comme déchet du métabolisme, la butanimide.

En milieux synthétiques exclusivement minéraux, d'autres sels ferreux peuvent être substitués, en présence d'anhydride carbonique, aux carbonates, mais ils sont moins bien utilisés. Le baryum, l'excès de chlorure ou de sulfates, le déséquilibre du rapport SO^{4--}/Cl^{-}, les cations précipitants, gênent le développement; en revanche, le sulfate de magnésium, le phosphate bipotassique l'activent. En présence de ce dernier, à la concentration de 1 ‰, les peuplements sont denses et les organismes atteignent parfois 4 μ de longueur. Ils sont indifférents au silicate de potassium, au sulfate de zinc, aux sels ferriques. Ils peuvent aussi utiliser les sels ammoniacaux et les nitrates. Ils perdent complètement leur autotrophie lorsque des composés carbonés organiques sont à leur disposition, sans que la forme soit modifiée; les composés carbonés les mieux utilisables sont ceux qui contiennent les groupements CH^2OH ou CHOH.

Peu exigeante, adaptée aux milieux minéraux à forte concentration ionique et bien protégée par sa gaine ferrique, cette bactérie offre une très forte résistance aux procédés habituels de stérilisation (autoclave, à 120°, alcool, éther, phénol, acides organiques, acides minéraux à 10 %). La technique que nous employons de coloration brutale de la gaine [1] n'est pas plus efficace; elle nous a même permis d'obtenir des cultures pures.

Une goutte de suspension colorée sert à ensemencer en tube, par dépôt à la surface, une solution de Czapek gélosé. Dans celui-ci apparaissent des strates bleues, nettement séparées, peuplées d'organismes qui, par suite de la multiplication dans un milieu où ils vivent en hétérotrophes, se décolorent progressivement. Au bout de deux semaines la culture atteint, à la température du laboratoire, une profondeur d'environ 5 cm.

Par son métabolisme, cette bactérie s'apparente à la fois aux Chlamydobactériales, en particulier au genre *Gallionella*, dont la forme est voisine, sans pourtant s'organiser en colonies filamenteuses spiralées entourées d'hydrates ferriques issus de la transformation des carbonates de fer, et aux Eubactériales (Azotobactériées) sans cependant être aérobie et saprophyte. Nous n'avons pu, par conséquent, la classer dans l'un ou l'autre de ces groupes. Nous en avons fait, provisoirement, un genre et une espèce à part : *Perabacterium spelei* (nov. gen., nov. sp.) en raison de sa forme en bissac et de son abondance dans les argiles des grottes.

Perabacterium spelei est une des formes vivantes microscopiques qui

créent, dans les argiles des grottes riches en carbonate de fer, le substratum organique indispensable à leur peuplement ultérieur. De nombreux échantillons prélevés dans les grottes de Moulis (Moulis, Ariège), de Sainte-Catherine (Balaguère, Ariège) de Peyort (Cazavet, Ariège), d'Aulot (Saint-Girons, Ariège), de Gouillou (Aspet, Haute-Garonne) en renfermaient abondamment. Les curieuses formations connues sous le nom de « sapins d'argile » (salle d'argile à Moulis) contiennent des colonies très denses de *P. spelei* qui pourraient être à leur origine. Les roches calcaires contenant du carbonate de fer et du carbonate de manganèse en sont également peuplées, ce qui permet de relier biologiquement entre eux des aspects de parois aussi divers que les dépôts de bioxyde de manganèse, le mond-milch et les formations apparentées (dépôts pulvérulents, concrétions pourries). L'analyse chimique des stalactites de Cougnac (Payrignac, Lot) recouvertes de mond-milch révèle la présence, outre le carbonate de calcium, de carbonate de fer, de phosphates, de chlorures, de sulfates et de nitrates en quantité suffisante pour permettre, dans ces milieux humides, l'installation du *P. spelei,* puis d'une florule microscopique qui, par la production de tartrates et de succinates, provoque la désagrégation, sous forme de mond-milch, du substratum.

Nous avons retrouvé *P. spelei,* en dehors des cavernes, dans des sédiments appartenant à des époques géologiques très différentes (craie sénonienne de Picardie, argile plastique sparnacienne de Vaugirard, terre à pipe de la partie supérieure de la basse terrasse quaternaire de Montières, « terra rossa » de Provence, minerais de fer oolithiques, limonite en place) ou sur des substrats comme le carbonate de fer des laboratoires et la rouille. Il semble toujours sur ces milieux responsable de la formation de Fe_2O_3.

Il apparaît que trois conditions suffisent pour qu'une roche contienne *Perabacterium spelei* : présence de sels ferreux (de préférence carbonate), humidité, porosité suffisante pour permettre la circulation de l'eau et des bactéries. La température ne doit intervenir qu'exceptionnellement comme un facteur limitant; les grottes où la température est souvent comprise entre 10 et 15° constituent un milieu idéal de développement. Il ne peut être question, bien entendu, dans ces divers cas, de bactéries fossiles.

(*) Séance du 4 novembre 1957.

(1) Un prélèvement d'argile est soumis à l'action d'un réactif contenant, pour 100 ml, 84 ml d'alcool absolu, 8 ml d'acide sulfurique et 8 ml d'acide nitrique concentrés dans le but de démasquer le fer. Ce traitement offre, en outre, l'avantage de décarbonater les argiles et de détruire les enrobages qui pourraient gêner les observations. Au bout d'une demi-heure le liquide est éliminé par ébullition jusqu'à siccité. Le résidu, après pulvérisation, est traité par une solution à 3% de ferrocyanure de potassium. La gaine des bactéries, qui sont encore vivantes, se colore intensément en bleu.

(*Institut de Botanique de la Faculté des Sciences, Lille.*)

La séance est levée à 14 h 50 m. R. C.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 18 NOVEMBRE 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET, PUIS DE M. PAUL MONTEL.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

ETHNOMYCOLOGIE. — *Sur les Psilocybes hallucinatoires des Aztèques et sur le microendémisme des Agarics utilisés par les Indiens du Mexique à des fins divinatoires.* Note (*) de M. **Roger Heim**.

Parmi les récoltes d'Agarics hallucinatoires réunies par M. R. G. et Mme V. P. Wasson au cours de leur expédition dans le pays nahua en 1955, des frustules sèches qu'ils m'avaient transmises ne m'avaient pas permis alors de caractériser exactement les espèces auxquelles elles pouvaient correspondre. Nos excursions ultérieures, des renseignements reçus d'autre part depuis peu, m'ont conduit à des identifications précises.

L'une des espèces, récoltée sur les flancs du Popocatepetl, près de San Pedro de Nexapa, offrait, d'après les spécimens de R. G. Wasson, des spores ellipsoïdes-allongées relativement volumineuses, de 10-13,3 (-14,5) × 6-7 (-8,3) × 5-5,7 (-7,7) μ, atteignant parfois 16-6,5 μ. Au cours de deux excursions faites en juillet et en août 1956 dans cette région, nous avons pu caractériser et décrire le champignon correspondant, *Psilocybe Aztecorum* Heim, espèce hallucinogène des Aztèques du Popocatepetl (1).

L'autre champignon des Nahuas, provenant de la région de Tenango, au nord de Mexico, à la limite septentrionale de l'aire des teonanacatl et au voisinage de la frontière méridionale du domaine du peyotl, fut caractérisé par nos soins sous le nom provisoire de *Psilocybe mexicana* var. *brevispora* (2). Par la suite, nous étant rendu sur le marché de Tenango avec nos collègues mexicains, le Professeur F. Miranda et M. T. Herrera, le 19 août 1956, nous ne pûmes obtenir des échantillons frais du Psilocybe, la date se révélant trop précoce. Cependant, les Indiens nous confirmèrent que l'Agaric hallucinatoire, venant dans les prairies, était caractérisé sous le nom de « champignon femelle » (*mujercitas* = petites femmes) par les indigènes qui le considéraient comme champignon du sexe féminin,

alors que le « champignon mâle » (*hombrecitos* = petits hommes), interprété par eux également comme hallucinatoire et du sexe masculin, poussait sur le sol dans les pinèdes, à une altitude de 2 500 m environ. Je pus me procurer ce dernier champignon sur le marché de Tenango del Valle : il s'agit d'une espèce de Pyrénomycète, également européenne, le *Cordyceps capitata*, croissant sur *Elaphomyces variegatus* (truffe de cerf), ce support fongique souterrain étant appelé *su mundo* (=son monde) par les Indiens.

C'est tout récemment que notre ami, M. Guy Stresser-Péan, de Paris, accompagné de M. R. J. Weitlaner, de Mexico, a pu réunir une documentation précieuse sur le marché même de Tenango auprès d'Indiens venant d'un village voisin, San Pedro Tlanixco, dans la région du plateau de Toluca, vers 2 400 m d'altitude. Les champignons hallucinogènes sont l'objet d'un commerce restreint et discret, contrairement aux espèces comestibles, nombreuses, dont j'ai pu me procurer en 1956 les formes les plus fréquemment vendues ([3]).

Selon M. Guy Stresser-Péan, les champignons hallucinogènes en général sont désignés dans ces villages aztèques en espagnol sous le nom de *niños* (enfants) et en nahuatl sous celui de *nanacatsitsíntli* (« champignons suscitant le respect et l'affection », « les chers et vénérés petits champignons »), parfois sous le terme espagnol de *niñas* (fillettes) ou de *señoritas* (demoiselles).

MM. Guy Stresser-Péan et Weitlaner se procurèrent abondamment non seulement le champignon « femelle » et le champignon « mâle », qui seraient appelés respectivement, en nahuatl, d'après nos informateurs, *siwatsitsíntli* (= petites femmes) et *tlacatsitsíntli* (= petits hommes), mais une troisième espèce dite « champignon jaune », d'emploi hallucinatoire très douteux et beaucoup plus rare.

Les envois que m'ont faits les deux éminents ethnologues confirment mes déterminations précédentes : le champignon « femelle » est un *Psilocybe*, le « mâle » (appellation traduisant très probablement la forme phallique de cette Hypocréale) est le *Cordyceps capitata* (Holmsk.) Lk., le jaune est une Chanterelle, le *Nevrophyllum floccosum* (Schw.) Heim, champignon comestible nord-américain que j'ai recueilli abondamment dans les forêts de pins et de sapins du Mexique jusqu'au-delà de 3 000 m d'altitude ([4]), et qui est vendu sur plus d'un marché mexicain (sa couleur orangée lui vaut en nahuatl le nom de *cústic nanácatl*).

L'examen du *Psilocybe* de Tenango met en évidence ses caractères bien particuliers. Ses spores sont relativement allongées, plus *nettement amygdaliformes* que chez les autres Psilocybes hallucinogènes, de $6\text{-}7,5 \times 4,2\text{-}5 \times 4\text{-}4,8\ \mu$. Elles sont donc nettement différentes de celles de l'*Aztecorum* qui se montrent beaucoup plus grosses et surtout relativement plus longues (atteignant $15,5 \times 7,6\ \mu$); par contre, elles se

révèlent plus courtes et plus étroites que celles du *mexicana*. Les spores anormales, parfois doubles, ne sont pas exceptionnelles; les basides ($\pm$ 28-30 $\times$ 6,5-7 μ) se montrent tétraspores, l'arête des lames, presque entièrement stérile, à poils effilés et très finement en quille.

Les caractères macroscopiques s'appliquent aux dimensions relativement petites (hauteur = 5-8 cm, chapeau = 2 à 3, rarement 4 cm), à l'hygrophanéité et à la couleur d'*abord claire* (crème) *peu à peu noircissante* du piléus, aux lames *étroites, longtemps crème, puis brunes,* au port *conné* (les champignons croissent agrégés par 3-5 en général). Le chapeau et le pied sont *très irréguliers,* ce dernier grêle, sans *aucune trace de voile* sur l'adulte. Le chapeau apparaît très irrégulièrement campanulé, *à marge sinuée-lobée.* Ce champignon, assez rare, croît au voisinage des ruisseaux, dans l'herbe et dans la mousse. Il est vraisemblablement le seul dont les propriétés soient hallucinogènes parmi les trois espèces irrégulièrement associées, les deux autres n'ayant probablement qu'une signification rituelle. L'opposition entre les sexes est à rapprocher de la préoccupation manifestée par les Mazatèques et les Zapotèques qui consomment les champignons divinatoires par paires constituant autant de couples sexuellement complets ([5]). Par l'ensemble des caractères sporaux et morphologiques, l'espèce hallucinogène de Tlanixco mérite, au moins provisoirement, d'être distinguée des autres espèces mexicaines de Psilocybes hallucinatoires : nous proposons de l'appeler *Psilocybe Wassonii* nob. en hommage à nos amis Valentina Pavlovna Wasson et R. Gordon Wasson, dont les remarquables investigations ont ouvert plusieurs chapitres nouveaux et féconds de l'ethnomycologie.

Les problèmes ethnologiques posés par les champignons hallucinogènes des Aztèques, éclairés par les précieuses notes de Guy Stresser-Péan, feront l'objet d'une publication prochaine. Des données d'ordre physiologique s'y ajouteront. Nous n'insisterons pas ici sur ces deux aspects. Mais nous voudrions, à la faveur de ces nouvelles informations, mettre l'accent sur l'intérêt biologique et taxinomique que semblent offrir les études que nous avons entreprises sur les champignons hallucinatoires.

La diversité spécifique de ceux-ci, le microendémisme dont les formes diverses montrent le reflet, la variabilité naturelle des caractères morphologiques et, dans une certaine mesure, de leurs particularités sporales, se trouvent mises en lumière par nos essais culturaux, entrepris à Paris, et par nos résultats expérimentaux, déjà succinctement résumés ([6]). En culture, l'individualité de certaines souches s'exagère, les traits rapprochant ou éloignant respectivement les diverses formes naturelles et culturales s'accentuent peu à peu d'autre part, la notion d'espèce traditionnelle morphologique, statiquement descriptive, se perd. L'un des exemples les plus remarquables est représenté par la souche *mexicana* n° 16, que

nous cultivons avec notre collaborateur Roger Cailleux et dont nous obtenons régulièrement la fructification, comparativement à celles des autres Psilocybes mexicains. Cette souche est née d'une sporée de *Psilocybe* (provenant de Huautla de Jiménez) recueillie par moi-même, et identifiable dans la nature au *Ps. mexicana* (spores d'origine : 7-8 × 5-6 × 4,5-5,3 μ). Or, la culture a peu à peu exagéré ses caractères distinctifs : les spores plus claires, plus nettement losangiques, subisodiamétriques, atteignant 6-7,5 × 5-5,5 × 4,5-5 μ en terrine sur milieu organique non stérile, se maintiennent avec leurs caractères essentiels qui les rapprochent de celles du *Mazatecorum*; elles demeurent désormais distinctes de celles des autres souches de *mexicana* qui se révèlent, parfois aussi, notablement et constamment différentes en culture du type moyen sauvage; la réaction violente de la chair à la teinture de gaïac, l'existence d'un voile subsistant sur le chapeau en subtile couronne circulaire de franges pelucheuses distantes, le pied puissant, fortement attaché au substratum, tigré de squamules triangulaires apprimées sur fond un peu violeté, la saveur plus forte, à la fois de farine et de rave, les dimensions du chapeau qui atteint 4,5 cm, même 5,5 cm de diamètre, celles du pied jusqu'à 14,5 cm de hauteur sont des indices différentiels notables, voire remarquables, qui éloignent cette souche n° 16 des autres souches du *mexicana* en culture. Certains échantillons font même penser par la taille de leur chapeau et par la présence d'un voile (d'ailleurs non pas péripédiculaire mais bien péripiléique), au *Ps. cærulescens* var. *Mazatecorum* (7), d'autres par leur stipe inégal, éminemment fibreux, dur, tordu, comprimé, à moelle cotonneuse, à chair partiellement bleue, au *Ps. Zapotecorum.* Cependant, la forme et les dimensions des spores de ces diverses espèces gardent la valeur d'un critère spécifique solide, relativement constant.

Il n'est donc pas douteux que ce *Psilocybe mexicana* n° 16 a acquis en culture, définitivement semble-t-il, des caractères stables, qui se renouvellent; sa parenté avec le *mexicana* disparaît; sa personnalité spécifique s'est imposée par l'expérience culturale.

Les indications, qui seront développées dans une prochaine publication d'ensemble, montrent en tout cas l'intérêt taxinomique considérable de ces Psilocybes formant un groupe homogène d'espèces et de microespèces à endémicité naturelle accusée, respectivement propres à des régions montagneuses distinctes, isolées, mais voisines, et dont, seules, la culture au laboratoire et l'obtention de carpophores en conditions non stériles peuvent permettre de fixer les véritables parentés mutuelles.

(*) Séance du 13 novembre 1957.

(1) R. Heim, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 698; *Rev. de Mycol.*, 22, 1957, p. 75 et 78.

(2) R. Heim, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1393.

(3) Parmi elles dominaient les représentants des genres *Morchella, Helvella, Leptopodia*,

Gyromitra, *Sarcosphæra*, *Boletus*, *Gomphidius*, *Clavaria*, *Cantharellus*, *Nevrophyllum*, *Tricholoma*, *Clitocybe*, *Laccaria*, *Entoloma*, *Amanita*, *Psalliota*, *Lycoperdon*, *Russula*, *Lactarius*.

(4) R. Heim, *Rev. de Mycol.*, 19, 1954, p. 47, *fig.* 1, 2, *pl.* I, *fig.* 1-7.

(5) D'ailleurs, d'après G. Stresser-Péan et R. J. Weitlaner (*in litt.*), les Indiens doivent consommer trois champignons-femmes et trois champignons-hommes (ou trois champignons jaunes), le plus souvent séchés, réduits en poudre et absorbés avec du pulque ou de l'alcool. Dans l'obscurité, « les champignons vous parlent », permettant de découvrir un objet perdu ou volé, ou renseignant sur la maladie dont on souffre, et sur le moyen de la guérir, faisant apparaître des spectacles grandioses et lumineux, soit naturels, soit correspondant à des conditions édifiées par l'Homme. L'ensemble de ces indications s'identifie à celles que nous connaissons déjà par quelques relations anciennes et par les précisions apportées surtout par R. G. et V. P. Wasson. Il est évident que le *Cordyceps* et son apothécie terminale sont assimilés par les Indiens à un phallus humain tandis que l'*Elaphomyces* souterrain, sur lequel il croît, correspond au testicule.

(6) R. Heim et R. Cailleux, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 3109.

(7) *Loc. cit.*, 244, 1957, p. 3112, *pl.* I, *fig.* 5.

PHYSIQUE COMÉTAIRE. — *Identification des bandes d'émission voisines de 7 900 et 8 100 Å dans les spectres des comètes.* Note (*) de MM. **Pol Swings, Jean Dufay** et **Léo Haser.**

La structure triple de ces bandes, observée dans le spectre de la comète Mrkos (1957*d*), permet de les attribuer aux transitions (2–0) et (3–1) du système rouge des bandes de la molécule CN.

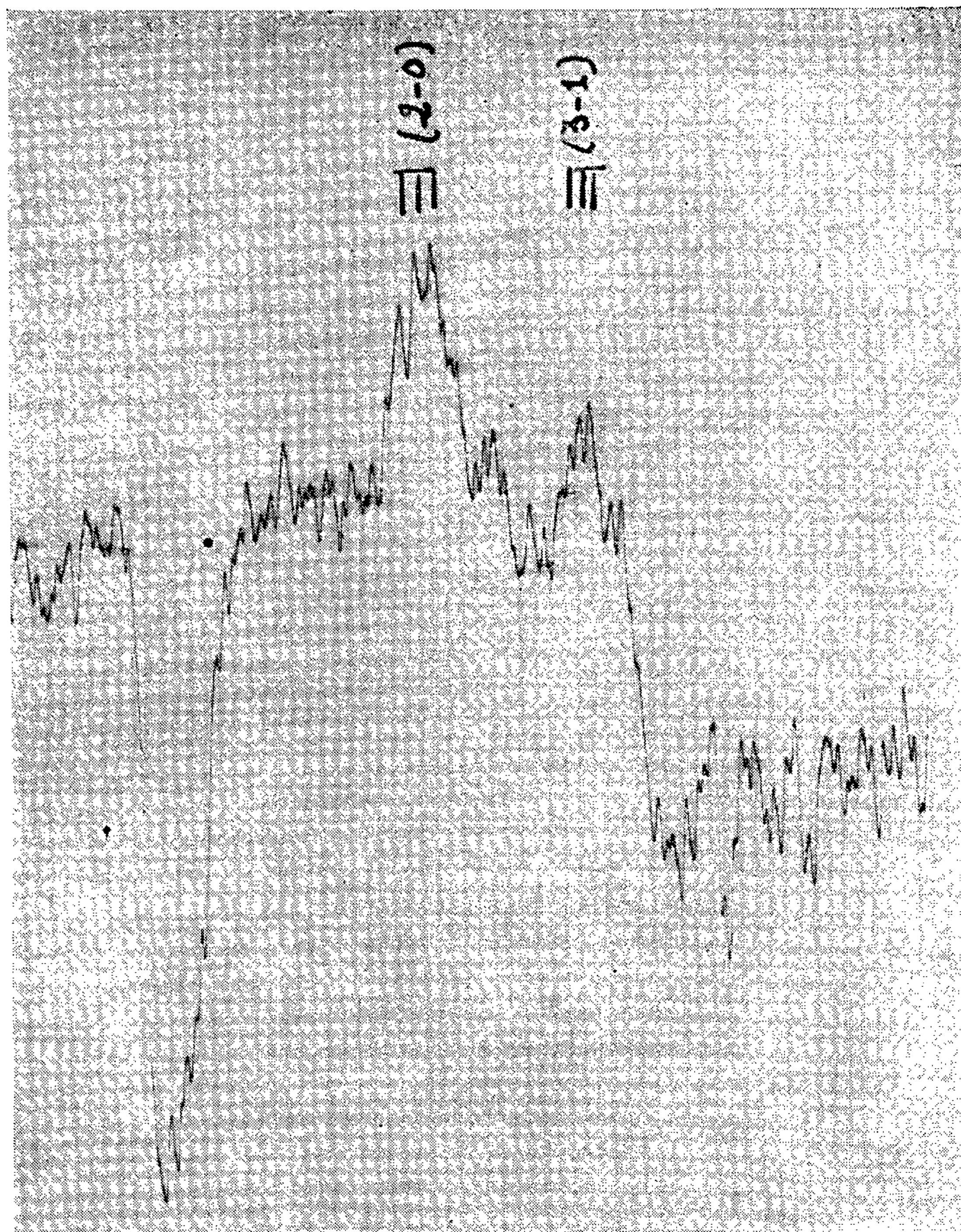
1. Les émissions proches de λ 7 900 et λ 8100 Å, découvertes dans les comètes 1947 *n* et 1947 *k* (1), qui ont été observées à nouveau dans la comète 1956 *h* (2), n'ont pas été identifiées jusqu'ici avec certitude. Elles sont bien visibles dans les spectres de la comète Mrkos (1957 *d*) que nous avons obtenus avec un spectrographe à réseau par transmission, monté sur le télescope de 120 cm de l'Observatoire de Haute-Provence (dispersion 275 Å/mm).

Pour détecter des émissions relativement faibles, en dépit du fond continu intense que donnait la condensation centrale de la comète, nous avons placé l'image du noyau à 30″ à peu près de distance du bord de la fente et, pendant les poses, nous avons « balayé » la comète sur environ 30″, parallèlement à la fente, de manière à réduire encore davantage l'intensité du continuum par rapport aux bandes moléculaires. Trois des clichés ainsi obtenus révèlent, dans la bande λ 7 900, une structure triple parfaitement nette, qui a pu être mesurée au comparateur et au microphotomètre. La bande λ 8100, plus faible et tronquée, du côté des grandes longueurs d'onde, par la bande d'absorption Z de la vapeur d'eau, montre une structure analogue, moins apparente cependant, qui n'a pu être mesurée que sur les microphotogrammes.

TABLEAU I.

Date.	r (U.A.).	l (Å).	λ.					
22 août 1957....	0,62	7	7873,2	7895,1	7912,8	8066,7	8089,6	8107,1
24 » »	0,72	9	7877,3	7894,4	7911,3	8064,7	8088,1	8101,1
28 » »	0,80	7	7876,8	7891,4	7911,6	8067,4	8089,8	8106,3
Maxima prévus..........			7875	7893	7912	8069	8089	8106
			(R_2)	(Q_2, R_1)	(Q_1)	(R_2)	(Q_2, R_1)	(Q_1)

Les trois premières lignes du tableau I donnent les longueurs d'onde des maxima observés sur ces clichés, d'après l'ensemble de nos mesures. *r* est la distance héliocentrique de la comète, *l* la largeur, en angströms, de l'image de la fente projetée sur la plaque. La figure ci-dessous montre



Enregistrement du spectre du 24 août 1957, montrant les émissions triples 7 900 et 8 100 Å.

que, dans chacune des deux bandes, le troisième maximum, vers les grandes longueurs d'onde, est le plus intense et que le deuxième est déjà un peu plus fort que le premier.

2. Les discussions publiées en 1948 et 1950 [1] ont conduit à exclure, comme possibilité d'identification, les molécules polyatomiques. Parmi les molécules diatomiques, il paraissait raisonnable de penser avant tout à la molécule CN, dont le système rouge possède deux transitions voisines respectivement de 7 900 (2-0) et de 8100 Å (3-1). Mais l'absence presque complète de structure sur les spectres des comètes 1947 *n* et 1947 *k* ne permettait pas une comparaison convaincante avec les données de laboratoire (largeur de fente projetée comprise entre 21 et 45 Å).

On ne connaît malheureusement pas la structure de rotation des bandes (2-0) et (3-1) et les longueurs d'onde des maxima des branches Q_1, R_1, R_2 et $R_{2,1}$ donnée par G. Herzberg et J. G. Phillips [3] ne peuvent être utilisées qu'en première approximation, car elles correspondent à une température de rotation beaucoup plus élevée que celle attendue dans les comètes. Enfin les profils synthétiques estimés par J. Hunaerts [4], en adoptant une largeur projetée de la fente correspondant à 20 Å, sont insuffisants dans le cas présent.

MM. B. Rosen et C. Lemaitre ont bien voulu, à notre demande, examiner les longueurs d'onde des têtes sur des clichés des bandes rouges de CN, dans l'arc au carbone. Les valeurs obtenues sont rassemblées dans le tableau II; pour les branches Q_1 nous donnons les longueurs d'onde calculées, plus exactes que les longueurs d'onde mesurées.

TABLEAU II.

	$R_{2,1}$.	R_2.	R_1.	Q_1.
(2-0)........	$7850,1 \pm 0,1$	$7872,5 \pm 0,1$	$7893,9 \pm 0,1$	$7904,8 \pm 0,5$
(3-1)........	–	$8067,3 \pm 0,2$	$8089,3 \pm 0,3$	$8101,5 \pm 0,5$

On peut se faire une idée du profil que doivent avoir les bandes (2-0) et (3-1) de CN dans les spectres cométaires, par comparaison avec la structure de la bande (9-3) étudiée en détail par F. A. Jenkins, Y. K. Roots et R. S. Mulliken [5]. On suppose que les raies de rotation les plus intenses, dans chaque branche, correspondent au nombre quantique de rotation $K = 7$, comme dans les bandes violettes et que la distribution rotationnelle des intensités satisfait à l'équilibre thermodynamique. Dans le cas d'une excitation par fluorescence, le profil ne peut être gravement perturbé par les raies de Frauhofer, peu abondantes dans le rayonnement solaire excitateur.

On prévoit ainsi les longueurs d'onde des maxima d'intensité données dans la dernière ligne du tableau I. Leur accord avec les valeurs mesurées est aussi parfait que possible avec la résolution spectrale utilisée. Pour $K = 7$, les intensités relatives des maxima doivent satisfaire aux inégalités

$$Q_1 > Q_2 > P_1 > R_2 \geq R_1 > P_2,$$

qui sont bien vérifiées par nos observations. L'identification des émissions cométaires λ 7 900 et λ 8100 Å n'est donc plus douteuse.

3. Dans la tête de la comète Mrkos, ces émissions présentent d'ailleurs la même distribution spatiale que la bande CN 3 880 Å, qui est beaucoup plus forte. Elles s'étendent assez loin du noyau, mais non dans la queue. L'hypothèse d'une excitation par fluorescence est probable et nos mesures spectrophotométriques, actuellement en cours, permettront peut-être de la vérifier.

L'excitation fluorescente de la bande (3-1) se fait en partie par absorption dans la bande (3-0), près de 6 950 Å, et en partie dans la bande (3-1). Le niveau $v'' = 1$ est beaucoup moins peuplé que $v'' = 0$, comme le montre l'étude du système violet, qui admet le même état électronique inférieur que le système rouge. Mais la probabilité de la transition (3-1) est supérieure à celle de la transition (3-0) (0,195 contre 0,040). En émission, la bande (3-0) serait du reste masquée par la bande d'absorption B de l'oxygène. L'intensité plus forte de la bande (2-0) doit résulter de la population plus grande sur le niveau $v' = 2$ que sur $v' = 3$, car la probabilité de la transition (2-0) (0,126) est un peu inférieure à celle de (3-1). Il est probable que la bande (0-0) du système rouge de CN, à 1,1 μ, est fort intense dans les spectres cométaires. C'est elle sans doute qui donne le maximum observé dans les enregistrements photoélectriques directs de la comète Mrkos obtenus par W. Liller (6).

(*) Séance du 13 novembre 1957.

(1) P. Swings et T. L. Page, *Astrophys. J.*, 108, 1948, p. 526 et 111, 1950, p. 530.

(2) C. Fehrenbach, L. Haser, P. Swings et A. Woszczyk, *Ann. Astrophys.* (sous presse).

(3) *Astrophys. J.*, 108, 1948, p. 531.

(4) *Bull. Acad. Roy. Belg.* (classe des Sciences), 34, 1948, p. 531.

(5) *Phys. Rev.*, 39, 1932, p. 16.

(6) Communication privée.

M. **Charles Mauguin** dépose sur le Bureau les extraits des Communications faites au Congrès international de Cristallographie qui s'est tenu à Montréal en juillet dernier (10-19 juillet 1957).

Les Communications aux séances ordinaires du Congrès ont été nombreuses (environ 500, réparties en 20 rubriques) et intéressantes.

Je joins à ces extraits un rapport de M. Curien sur l'activité de la délégation française qui a tenu une place plus qu'honorable.

Le congrès proprement dit a été suivi de deux symposiums, l'un sur les techniques physiques d'investigation de l'état cristallin, l'autre sur la diffraction des électrons dans les cristaux, problème difficile où règne encore quelques obscurités.

Deux réunions annexes se sont tenues aux U. S. A. :

1° Au Massachusetts Institute of Technology à Cambridge (U. S. A.) : Sur la physique des solides : agitation thermique dans les cristaux; diffraction des neutrons; dislocations des cristaux; théorie électronique des métaux et des semi-conducteurs.

Cette réunion a permis à M. Laval d'exposer aux savants étrangers ses vues très personnelles sur l'élasticité des cristaux qui diffèrent en quelque point essentiel des théories classiques (Max Born).

2° A Pennsylvania State College : Sur les synthèses minérales : L'exposé des synthèses réalisées par M. Wyart semble avoir fortement intéressé les chercheurs présents, plus particulièrement les Américains.

En même temps que le Congrès, s'est tenue l'Assemblée générale de l'Union qui a réélu son bureau et ses Commissions. M. Jean Wyart devient président de l'Union pour la période triennale 1957-1960. M. Guinier reste Membre du Conseil pour la même période, MM. Luzatti, Rose, Hocart, Curien, Trillat sont Membres de diverses Commissions.

L'Ouvrage suivant est présenté par M. **Louis Fage** : *Bulletin d'archéologie marocaine*. Tome I, 1956.

DÉSIGNATIONS.

M. **Léon Binet** est désigné pour représenter l'Académie à la cérémonie de la pose d'une plaque commémorative sur la demeure de *Blaise Pascal*, rue Monsieur-le-Prince, n° 54, à Paris (VIe), le dimanche 24 novembre 1957.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Manuel de classification et de détermination des bactéries anaérobies*, par André-R. Prévot, 3e édition.

2° *Fonctions sphériques de Legendre et fonctions sphéroïdales*. Tome I, par Louis Robin.

ALGÈBRE. — *Théorèmes de convergence en théorie ergodique. Application au cas de la différentiation.* Note (*) de M. **Jean Boclé**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Relations entre convergence presque partout, convergence en mesure et convergence en moyenne dans l'espace des indices et dans l'espace des phases. Condition suffisante de dissociation de la convergence presque partout et de la convergence en mesure dans l'espace des phases. Application aux moyennes ergodiques dans le cas de la contraction vers zéro.

1. *Définitions.* — S, espace des phases; μ, mesure définie sur une σ-algèbre booléenne $\mathcal{S}$ d'ensembles de S et totalement finie $[S \in \mathcal{S}, 0 < \mu(S) < \infty]$; E, groupe topologique localement compact, muni d'une mesure de Haar λ invariante à gauche.

A tout élément t de E, nous associons une transformation T_t biunivoque de S en lui-même, possédant les propriétés suivantes :

Si $x \in S$, si e est l'élément unité de E, si $r, s, t, \in E$:

1° $T_e x = x$, $T_r(T_s x) = T_{rs} x$;

2° T_t conserve la mesure dans S quel que soit t;

3° Si X est un ensemble mesurable de S, l'ensemble de $S \times E$ qui a pour t-section $T_{t^{-1}} X$ quel que soit t est mesurable dans $S \times E$ par rapport à la mesure produit $\mu \times \lambda$.

Si $f(x)$ est une fonction définie dans S, nous appellerons $F(x, t) = f(T_t x)$ la fonction associée de $f(x)$. $f_x(t)$ sera la section de $F(x, t)$ déterminée par x.

$\mathcal{J}$, ensemble filtrant décroissant à *base dénombrable*; ι, élément de $\mathcal{J}$.

2. *Convergence dans* S *et convergence dans* E. — $\varphi(x; \iota)$, $\iota \in \mathcal{J}$: famille de fonctions non négatives, définies et mesurables dans S quel que soit ι; $\Phi(x, t; \iota)$, famille des fonctions associées dans $S \times E$; $\varphi_x(t; \iota)$, section de $\Phi(x, t; \iota)$ déterminée par x.

$\psi(x)$, fonction non négative, définie et mesurable dans S; $\Psi(x, t)$ sa fonction associée dans $S \times E$; $\psi_x(t)$, x-section de $\Psi(x, t)$.

Théorème 1. — *Si pour presque tout x, $\varphi_x(t; \iota)$ converge (suivant $\mathcal{J}$) en mesure vers $\psi_x(t)$ sur tout ensemble mesurable* A *de* E, *de mesure finie, positive, alors $\varphi(x; \iota)$ converge en mesure vers $\psi(x)$ sur* S.

Théorème 2. — *Si nous supposons en outre que :*

1° *$\varphi(x; \iota)$ est intégrable sur* S *quel que soit ι;*

2° *$\psi(x)$ est intégrable sur* S;

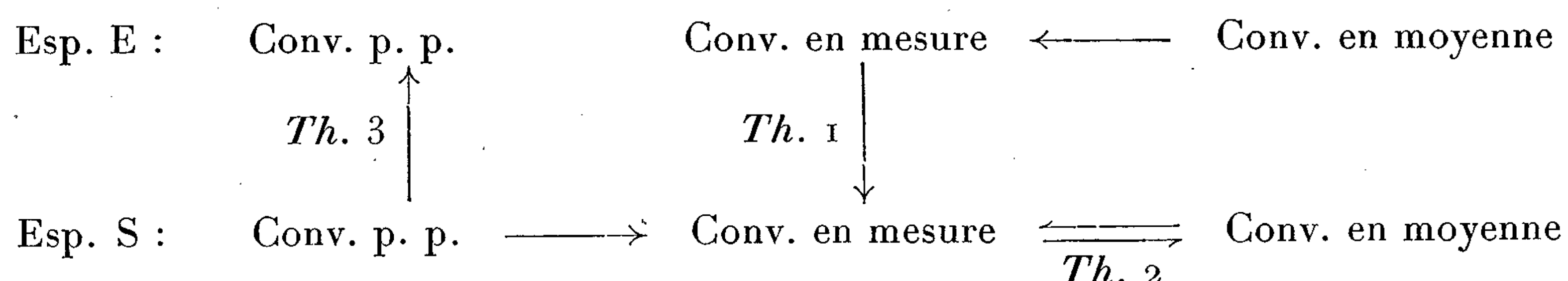
3° $\int_S \varphi(x; \iota)\, d\mu = \int_S \psi(x)\, d\mu$ *quel que soit ι,*

alors, si $\varphi(x; \iota)$ converge en mesure vers $\psi(x)$ sur S, *$\varphi(x; \iota)$ converge également en moyenne vers $\psi(x)$ sur* S.

Théorème 3. — *Si $\varphi(x; \iota)$ converge presque partout vers $\psi(x)$ sur* S, *alors*

$\varphi_x(t; \iota)$ *converge presque partout vers* $\psi_x(t)$ *sur tout ensemble mesurable* A *de* E, *de mesure finie, positive, et ceci pour presque tout* x.

Pour des fonctions satisfaisant aux conditions du théorème 2, nous pouvons schématiser ces résultats au moyen du tableau suivant :



Remarquons que la convergence presque partout dans S entraîne la convergence en mesure dans S, car S est de mesure finie.

Ce tableau montre que pour dissocier convergence presque partout et convergence en mesure (ou convergence en moyenne) dans S, il *suffit* de les dissocier dans E.

3. *Définition des moyennes ergodiques.* — $f(x)$ étant une fonction définie sur S, non négative et mesurable, et B, un ensemble mesurable de E de mesure finie, positive, nous posons

$$h_f(x; \mathrm{B}) = \frac{1}{\lambda(\mathrm{B})} \int_{\mathrm{B}} f_x(r)\, d\lambda(r),$$

$h_f(x; \mathrm{B})$ est la moyenne ergodique de $f(x)$ relative à l'ensemble B.

Ces moyennes satisfont à la relation

$$\int_{\mathrm{S}} h_f(x; \mathrm{B})\, d\mu(x) = \int_{\mathrm{S}} f(x)\, d\mu(x).$$

$k_{\mathrm{X}}(x; \mathrm{B})$, moyenne ergodique de la fonction caractéristique d'un ensemble mesurable X de S.

4. *Étude de la différentiation dans le cadre ergodique.* — Dans cette première application des théorèmes 1, 2, 3, U_ι, $\iota \in \mathcal{J}$, sera une famille à ensemble d'indices $\mathcal{J}$, d'ensembles mesurables de E, de mesure finie et positive quel que soit ι, convergeant vers e.

A $f(x)$ et à X seront alors associées des familles à indices dans $\mathcal{J}$ de moyennes ergodiques, $h_f(x; \mathrm{U}_\iota)$ et $k_{\mathrm{X}}(x; \mathrm{U}_\iota)$ respectivement, que nous noterons : $h_f(x; \iota)$ et $k_{\mathrm{X}}(x; \iota)$.

Théorème 4. — $k_{\mathrm{X}}(x; \iota)$ *converge en mesure vers la fonction caractéristique de* X *sur* S.

Théorème 5. — *Par application du théorème* 2, *il résulte du théorème précédent que* $k_{\mathrm{X}}(x; \iota)$ *converge en moyenne vers la fonction caractéristique de* X *sur* S.

Théorème 6. — *Si* $f(x)$ *est une fonction non négative de classe* L *sur* S, $h_f(x; \iota)$ *converge en moyenne (donc en mesure) vers* $f(x)$ *sur* S.

Conclusion. — En choisissant la famille U_ι de façon à obtenir dans E la convergence en mesure sans avoir la convergence presque partout, on dissocie

dans S convergence presque partout et convergence en mesure (ou convergence en moyenne).

(*) Séance du 4 novembre 1957.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Remarques sur le processus de W. Feller et H. P. Mac Kean.* Note de M. **Paul Lévy**, présentée par M. Maurice Fréchet.

1. En 1956, W. Feller et H. P. Mac Kean Jr (1) ont donné le premier exemple d'un processus markovien et homogène, ne comportant qu'une infinité dénombrable d'états à probabilités positives, tous instantanés et réalisés sur des ensembles presque sûrement mesurables. Peu après, R. L. Dobrušin (2) en découvrait un autre. Plus récemment, dans un travail non encore publié, D. Blackwell décrivait, sous une forme remarquablement simple et sans doute définitive, un exemple presque identique à celui de Dobrušin, mais un peu plus général.

Nous nous proposons de montrer qu'on peut aussi simplifier l'exposé de Feller et Mac Kean, et de compléter leurs résultats par l'application d'un théorème nouveau sur le mouvement brownien. Il faut d'ailleurs noter, d'une part que notre méthode n'est simple que si l'on connaît un de nos théorèmes de 1939 sur le mouvement brownien (3), d'autre part qu'elle ne donne qu'un des aspects de la théorie des savants américains. Ils ont déduit leur exemple de l'étude d'une équation de la diffusion qui généralise l'équation de la chaleur. Il serait sans doute possible, en partant de notre méthode, de retrouver le rôle de cette équation; mais l'avantage de la simplicité disparaîtrait.

2. Soient $X(t)(t \geqq 0)$ la fonction du mouvement brownien (ou de Bachelier-Wiener), e_x l'ensemble des valeurs de t pour lesquelles $X(t) = x$, $i_{x,\nu}(\nu = 1, 2, \ldots)$ les intervalles dont la réunion constitue l'ensemble complémentaire e_x^c, $N(t, x, l)$ le nombre de ceux qui sont intérieurs à $(0, t)$ et de longueurs $> l$, et $L(t, x, l)$ la longueur totale de ceux qui, intérieurs à $(0, t)$, ont leurs longueurs $\leqq l$. D'après notre théorème mentionné plus haut, quand l tend vers zéro, $N\sqrt{l}$ et $L/\sqrt{l}$ ont presque sûrement une même limite $s = s(t, x)$ (4). Si la valeur initiale $X(0)$ est supposée nulle, la plus petite racine $T_x \geqq 0$ de $X(t) = x$ dépend d'une loi indiquée à l'endroit cité, et s est une variable aléatoire de la forme $|\xi|\sqrt{(2/\pi)\,\text{Max}(0, t - T_x)}$, ξ étant une variable laplacienne réduite. On a alors

$$E\{s(t, x)\} \leqq \sqrt{\frac{2t}{\pi}}\, E(|\xi|) = \frac{2}{\pi}\sqrt{t},$$

l'égalité étant réalisée si $x = 0$.

Soit maintenant $F(x)$ une fonction constamment croissante, variant avec x

de $-\infty$ à $+\infty$, et qui ne varie que par sauts; il y a donc une infinité dénombrable de sauts, qui forment sur l'axe des x un ensemble $\mathcal{E}$ partout dense. Pour tout $t<\infty$, l'intégrale

$$u=\int_{-\infty}^{+\infty} s(t, x)\, d\mathrm{F}(x) \tag{1}$$

est presque sûrement finie. Elle croît avec t, continûment et constamment, de o à ∞, de sorte qu'on peut prendre u comme nouvelle variable indépendante, et poser $\mathrm{X}(t)=\mathrm{Y}(u)$.

Il est alors presque évident que : 1° $\mathrm{Y}(u)$ dépend d'un processus continu, markovien, et homogène dans le temps; 2° l'ensemble des u pour lesquels $\mathrm{X}(u)\notin\mathcal{E}$ est de mesure nulle, et aucun point n'a une probabilité positive de lui appartenir. On est bien dans le cas dénombrable. Les x qui n'appartiennent pas à $\mathcal{E}$ sont ce que j'ai appelé des valeurs fictives de $\mathrm{Y}(u)$. 3° $\mathrm{Y}(u)$ étant constamment variable, il n'y a que des états instantanés. Enfin e_x, étant un ensemble fermé, est mesurable aussi bien par rapport à la mesure u que par rapport à la mesure t. Le processus $\mathrm{Y}(u)$ a ainsi toutes les caractéristiques voulues.

On peut ensuite démontrer, en formant l'équation dont dépend sa diffusion, que c'est bien le processus de Feller et Mac Kean. Comme nous l'avons dit, cela semble moins simple.

3. Soit Δ une division de l'intervalle $(t', t'')(t''>t')$ en intervalles disjoints $(t_{\nu-1}, t_\nu)$ et l_Δ la longueur du plus grand de ces intervalles. On déduit du théorème connu sur la continuité de $\mathrm{X}(t)$ que :

THÉORÈME 1. — *On a presque sûrement, sur tout l'axe des t,*

$$\lim_{l\searrow 0}\ \sup_{l_\Delta\leq l} \sum_\nu \frac{\mathrm{D}_\nu^2}{2\,|\log \mathrm{D}_\nu|}=t''-t', \qquad [\mathrm{D}_\nu=|\mathrm{X}(t_\nu)-\mathrm{X}(t_{\nu-1})|]. \tag{2}$$

Soit alors Ω l'ensemble des fonctions qui vérifient à la fois cette condition (2) et la condition de convergence par laquelle nous avons défini $s(t, x)$. Une fonction $\mathrm{F}(x)$ étant donnée, désignons par Ω_F l'ensemble des fonctions $\mathrm{Y}(u)$ déduites par la transformation (1) des fonctions $\mathrm{X}(\,.\,)\in\Omega$. Le premier membre de (2) ne dépend pas de la variable, et peut se calculer en partant de $\mathrm{Y}(u)$ aussi bien que de $\mathrm{X}(t)$. Une fonction $\mathrm{Y}(u)$ qui appartienne à un des ensembles Ω_F étant donnée, on peut donc déduire t de la formule (2) (à une constante près, si l'origine n'est pas indiquée); on en déduit ensuite $s(t, x)$, puis, à une constante près, $\mathrm{F}(x)$. Par suite :

THÉORÈME 2. — *Si* $\mathrm{F}(x)-\mathrm{G}(x)$ *n'est pas constant, les ensembles* Ω_F *et* Ω_G *sont disjoints.*

Comme, presque sûrement, $\mathrm{X}(\,.\,)$ appartient à Ω, donc $\mathrm{Y}(\,.\,)$ à Ω_F, cela signifie que, presque sûrement, on peut déduire la fonction $\mathrm{F}(x)$ (à une constante près) d'une détermination particulière de $\mathrm{Y}(\,.\,)$. Les hypothèses faites

plus haut sur $F(x)$ ne sont d'ailleurs pas nécessaires ici. Il suffit que $F(x)$ soit une fonction non décroissante; si $F(x)=x$, $u=\sqrt{2/\pi}\,t$, et $Y(u)=X\left(\sqrt{\pi/2}\,u\right)$ [voir *loc. cit.* ([3])].

Les démonstrations paraîtront dans un autre Recueil.

([1]) *Proc. Nat. Acad. Sci. Washington*, 42, 1956, p. 351-354.

([2]) *Teoriya Veroyatnosteĭ i ee Primeneniya*, 1, 1956, p. 481-485.

([3]) P. Lévy, *Compositio math.*, 7, 1939. p. 283-339; *voir* aussi *Processus stochastiques et mouvement brownien*, (Gauthier-Villars, 1948), Chap. VI, notamment th. 47.2, et, pour la suite de cette Note, l'ensemble des nos 46 et 47, et les th. 42.1 et 50.3.

([4]) Cette limite peut aussi être définie comme une mesure de Hausdorff généralisée, liée à une fonction, qui est peut-être $\sqrt{2l\log 1/l}$, de l'ensemble $e_x \cap (0, t)$. Nous avons seulement démontré que la mesure d'ordre $1/2$ (liée à $\sqrt{l}$) est nulle.

PLAN D'EXPÉRIENCES. — *Conditions d'existence d'un bloc incomplet partiellement équilibré.* Note de Mme **Monique Lafon-Augé**, présentée par M. Georges Darmois.

Les notations employées sont celles de R. C. Bose.

1. Cas où λ_1 et λ_2 sont premiers entre eux; r donné, $k<r$. — D'après l'identité de Bezout, il existe a_1 et a_2 entiers avec

$$|a_1|<\lambda_2, \qquad |a_2|<\lambda_1$$

tels que

$$a_1\lambda_1+a_2\lambda_2=1.$$

Posons

$$u=k-1$$

alors

$$n_1\lambda_1+n_2\lambda_2=ru,$$
$$a_1r\lambda_1u+a_2r\lambda_2u=ru,$$

d'où

$$(n_1-a_1ru)\lambda_1+(n_2-a_2ru)\lambda_2=0$$

λ_1 et λ_2 étant premiers entre eux, nous en déduisons

$$\boxed{\begin{aligned}n_1&=a_1ru-\lambda_2\rho\\ n_2&=a_2ru+\lambda_1\rho\end{aligned}} \qquad (\rho \text{ paramètre entier})$$

1° *Choix d'une valeur convenable du nombre de blocs b.* — n_1 et n_2 sont des entiers positifs, ce qui fournit une limitation pour ρ. Le nombre de blocs b est donné par

$$b=r\frac{n_1+n_2+1}{u+1}, \qquad b=r\frac{(a_1+a_2)ru+(\lambda_1-\lambda_2)\rho+1}{u+1}.$$

La limitation imposée à ρ, fournit une limitation pour b. Les valeurs de b susceptibles de fournir un bloc incomplet partiellement équilibré sont alors connues.

2° *Recherche des autres paramètres.* — Soit b une valeur convenable. Pour qu'il existe un bloc incomplet partiellement équilibré de paramètres r, b, λ_1 et λ_2 il faut et suffit que

$$(A) \qquad (r-\lambda_1)(r-\lambda_2)=(\lambda_1-\lambda_2)[(r-\lambda_2)\rho_{12}^1-(r-\lambda_1)\rho_{12}^2]$$

étant vérifiée

$$\alpha=\frac{(\nu-1)[\sqrt{\Delta}+1-\gamma]-2n_1}{2\sqrt{\Delta}}$$

soit entier positif,

(A) s'écrit finalement

$$\frac{t}{n_2}=\frac{(r-\lambda_1)(r_2-\lambda_2 b)}{r(\lambda_1-\lambda_2)(b-r)}$$

et

$$\boxed{\alpha=\frac{r^2(b-r)^2k}{rb(r-\lambda_1)(r-\lambda_2)-k(r^2-\lambda_1 b)(r^2-\lambda_2 b)}}$$

2. Cas général, λ_1 et λ_2 quelconque. — Soit d leur P.G.C.D.

$$\lambda_1=\mu_1 d, \qquad \lambda_2=\mu_2 d,$$

il existe a'_1 et a'_2 entiers tel que

$$a'_1\mu_1+a'_2\mu_2=1, \qquad d(\mu_1 n_1+\mu_2 n_2)=ru,$$

donc d divise ru.

Il y a trois cas à considérer :

$$r=dr', \qquad u=du' \qquad \text{et} \qquad d=pq \qquad \text{avec} \quad r=pr', \qquad u=qr'$$

dans tous les cas nous pouvons poser

$$\boxed{\begin{array}{l} n_1=a_1 ru-\lambda_2\rho \\ n_2=a_2 ru+\lambda_1\rho \end{array}}$$

avec $d\rho=\rho'$, ρ n'étant plus forcément entier.

Nous obtenons donc les mêmes expressions de t/n_2 et de α que dans le I.

3. Conclusion. — Le résultat remarquable est que α est une *fonction homographique* de k, et non, comme nous pouvions nous y attendre un quotient de deux trinomes du second degré. Nous pouvons, ainsi, obtenir facilement les valeurs entières de R rendant α entier pour chaque valeur convenable de b.

Il suffit de vérifier ensuite que t est entier positif ou nul, et de calculer les paramètres n_1, n_2, ν.

Nous obtenons ainsi la liste DE TOUS LES BLOCS INCOMPLETS PARTIELLEMENT ÉQUILIBRÉS de paramètre donnés $r\lambda_1$, et λ_2 avec $b<\nu$.

MÉCANIQUE. — *Sur le mouvement stationnaire dans les phénomènes interfaciaux.* Note (*) de M. **André Sentis**, présentée par M. Henri Villat.

Comme exemple de mouvement stationnaire dans un cas où il existe un potentiel-vecteur des déplacements, nous considérons maintenant l'ascension d'un liquide peu visqueux le long d'une paroi plane verticale.

Le problème est à deux dimensions et si u et w représentent les coordonnées de $\vec{V}$, vecteur-déplacement permanent, les équations permanentes du mouvement s'écrivent :

$$\vec{D} \equiv \left(At + B + e^{-\frac{t}{t_0}}\right)\vec{V}(x, z),$$

$$\tau^2\left[(\lambda + 2\mu)\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \mu\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + (\lambda + \mu)\frac{\partial^2 w}{\partial x\,\partial z}\right] - 2\rho u = 0,$$

$$\tau^2\left[(\lambda + \mu)\frac{\partial^2 u}{\partial x\,\partial z} + \mu\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + (\lambda + 2\mu)\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right] - 2\rho v = 0.$$

La solution la plus simple qui rend compte du phénomène est de la forme

$$u \equiv 0, \qquad w \equiv w(x, z).$$

Les équations précédentes imposent $\partial^2 w/\partial x\,\partial z = 0$ et sont satisfaites par

$$w = w_0\, e^{-\frac{x}{x_0}},$$

pourvu que

$$\mu\tau^2 - 2\rho x_0^2 = 0.$$

L'état de contrainte correspondant se réduit à un cisaillement simple

$$T = \frac{\mu\tau^2}{2t_0^2}\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right) = -\rho\frac{x_0 w_0}{t_0^2}e^{-\frac{x}{x_0}}$$

qui s'installe au début du phénomène, en même temps que les contraintes d'élasticité et de viscosité, mais subsiste après que celles-ci se soient évanouies dans un délai de l'ordre de t_0.

Il existe un potentiel-vecteur, perpendiculaire au plan de la figure, qui a pour expression : $w_0 x_0\, e^{-\frac{x}{x_0}}$. Le signe de w_0 dépend des niveaux relatifs d'énergie des corps en contact.

Application pour l'eau. — Nous nous basons sur les mesures faites par M. H. Sentis dans le cas de l'eau à 22° (¹), qui confirment le profil exponentiel, avec

$$x_0 = 0{,}250\text{ cm}, \qquad w_0 = 0{,}158\text{ cm},$$

donc

$$\mu\tau^2 = 0{,}125.$$

La théorie de la viscoélasticité nous fournit, d'autre part ([2]) :
$\mu\tau = \eta$ (coefficient de viscosité dynamique) $= 10^{-2}$ P.
On tire de là

$$\tau = 12,5 \text{ s}, \qquad \mu = 8.10^{-4} \text{ dynes/cm}^2.$$

Il est donc inutile de recourir à la notion d'une force de surface F. D'ailleurs, si l'on cherche à exprimer cette force fictive en posant

$$d(\mathrm{F}\cos\alpha) + \mathrm{T}\,dx = 0,$$

avec

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{dw}{dx}, \qquad \text{on trouve} \quad \mathrm{F} = -\mathrm{T}\sqrt{x_0^2 + w^2}$$

qui n'est pas constante, contrairement à l'hypothèse de base de la théorie classique. D'autre part, eu égard à l'expression complète de w :

$$w = w_0\left(\mathrm{A}t + \mathrm{B} + e^{-\frac{t_0}{t}}\right)e^{-\frac{x}{x_0}},$$

et la valeur de l'accélération initiale étant imposée par la pesanteur, on doit avoir :

$$\frac{w_0}{t_0^2} = g$$

donc, à la paroi :

$$\mathrm{T}_0 = -\rho g x_0, \qquad \mathrm{F}_0 = \rho g x_0\sqrt{x_0^2 + w_0^2};$$

soit, pour l'eau :

$$\mathrm{T}_0 = 245 \text{ dynes/cm}^2, \qquad \mathrm{F}_0 = 72,5 \text{ dynes/cm}.$$

C'est bien la valeur qu'obtenait H. Sentis au voisinage de la paroi, en appliquant la formule classique de la tension superficielle, valeur en accord avec celle qu'on trouvait par d'autres méthodes. Loin de la paroi, les résultats n'étaient plus constants, ce qui s'explique si l'on admet que la formule classique repose sur une base erronée, car on l'établit en posant l'équilibre d'une tranche mince de liquide, comme s'il s'agissait d'un solide au repos, tandis qu'il s'agit d'un milieu continu, où les déformations se poursuivent dans le temps, quoique infimes.

D'après ce qui précède, on a

$$t_0 = \sqrt{\frac{w_0}{g}} = 1,27.10^{-2} \text{ cm}.$$

La petitesse de t_0 confirme que la force de viscosité $\mu\tau(\partial/\partial t)\Delta\vec{\mathrm{D}}$, qui est dans le rapport $2t_0/\tau \# 2.10^{-3}$ avec la force de gravitation, est faible devant celle-ci.

Remarques. — 1° La partie variable du cisaillement étant

$$\mathrm{T}_0 e^{-\frac{x}{x_0}-\frac{t}{t_0}},$$

on voit que $\mathrm{C} = x_0/t_0$ représente la célérité d'une onde capillaire de distorsion.

Sa valeur numérique pour l'eau, 19,7 cm/s, est en bon accord avec les observations acquises.

2° Les phénomènes interfaciaux à symétrie de révolution peuvent s'analyser de même, au moyen des fonctions de Bessel.

3° Notre théorie explique la variation de la tension superficielle dans le temps décrite par M. Quintin ([3]) et P. Biro.

(*) Séance du 13 novembre 1957.

([1]) H. SENTIS, *Thèse de Doctorat*, Allier, Grenoble, 1897.

([2]) A. SENTIS, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 729.

([3]) P. BIRO, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 471.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur la méthode de choc-détente.*

Note de M. **JEAN-PIERRE GUIRAUD**, présentée par M. Maurice Roy.

On établit une formule de représentation pour le paramètre η de Eggers et Syvertson ([1]), formule que l'on utilise pour relier à la géométrie de l'écoulement, la condition $\eta \ll 1$, qui, d'après ces auteurs, caractérise le domaine de validité de la méthode de choc-détente.

1. On étudie ici l'écoulement supersonique bidimensionnel, comportant une onde de choc attachée, qui prend naissance sur un profil placé dans un écoulement supersonique uniforme. La pression, la masse spécifique et l'entropie du gaz sont notées p, ρ, S et l'on a $p = \rho^\gamma \exp(S/C_v)$. Le nombre de Mach local est noté $\mathcal{M}$ et, l'angle μ est défini par $\mathcal{M} \sin\mu = 1$. Le vecteur vitesse a pour composantes sur les axes Ox et Oy, $u = q\cos\theta$ et $v = q\sin\theta$. On utilise la forme canonique prise par les équations du mouvement lorsque l'on prend comme variables indépendantes des variables caractéristiques α_+ et α_-. Les lignes caractéristiques (C_+) sont celles le long desquelles α_+ varie seul. Pour abréger l'écriture des équations, on introduit ε qui prend ses valeurs, soit sur le couple de scalaires $+1$ et -1, soit sur le couple d'indices $+$ et $-$, au scalaire $+1$ étant associé l'indice $+$. Dans ces conditions, en désignant par $A_\varepsilon d\alpha_\varepsilon$ l'élément d'arc de la caractéristique (C_ε), les équations canoniques s'écrivent

$$(C_\varepsilon)\quad \begin{cases} \dfrac{2\cos^2\mu}{\gamma - 1 + 2\sin^2\mu}\dfrac{\partial\mu}{\partial\alpha_\varepsilon} + \varepsilon\dfrac{\partial\theta}{\partial\alpha_\varepsilon} - \dfrac{\sin\mu\cos\mu}{\gamma\mathcal{R}}\dfrac{\partial S}{\partial\alpha_\varepsilon} = 0 \qquad (\mathcal{R} = C_p - C_v), \\ \dfrac{\partial p}{\partial\alpha_\varepsilon} = \varepsilon\dfrac{2\gamma p}{\sin 2\mu}\dfrac{\partial\theta}{\partial\alpha_\varepsilon}; \quad \dfrac{\partial x}{\partial\alpha_\varepsilon}[\cos(\theta + \varepsilon\mu)]^{-1} = \dfrac{\partial y}{\partial\alpha_\varepsilon}[\sin(\theta + \varepsilon\mu)]^{-1} = A_\varepsilon. \end{cases}$$

2. On désigne par δ le symbole de différentiation le long d'une ligne de courant, par $\delta\sigma$ l'élément d'arc d'une telle ligne; il vient par combinaison de (C_+) et (C_-) :

$$(1)\qquad \frac{\delta p}{\delta\sigma} = \frac{2\gamma p}{\sin 2\mu}\,\frac{1-\eta}{1+\eta}\,\frac{\delta\theta}{\delta\sigma}, \qquad \eta = \frac{A_-}{A_+}\,\frac{\theta_{\alpha_+}}{\theta_{\alpha_-}}.$$

La méthode de choc-détente est obtenue en faisant l'approximation $\eta = 0$. Pour justifier cette approximation, Eggers et Syvertson montrent que, sur

l'onde de choc, $\eta = \eta_\Sigma \leqslant 1$. Dans ce qui suit on fait une étude systématique de η dans tout l'écoulement pour rechercher si le résultat local $\eta_\Sigma \leqslant 1$ entraîne $\eta \leqslant 1$ partout.

3. Les équations (C_+) et (C_-) sont respectivement multipliées par $d\alpha_+$ et $d\alpha_-$, il vient ainsi

$$-2\gamma\mathcal{R}\,\theta_{\alpha_+}\,d\alpha_+ + \sin\mu\cos\mu\,dS = 2\cos^2\mu[\gamma - 1 + 2\sin^2\mu]^{-1}\,d\mu - d\theta.$$

Utilisant $\xi = \alpha_+$ et $S = S(\alpha_+, \alpha_-)$ comme variables indépendantes, on voit que la forme, $-2\gamma\mathcal{R}\,\theta_{\alpha_+}\,d\xi + \sin\mu\cos\mu\,dS$, est fermée, d'où résulte :

$$2\gamma\mathcal{R}\,\frac{\partial\theta_{\alpha_+}}{\partial S} + \frac{\partial}{\partial\xi}(\sin\mu\cos\mu) = 0.$$

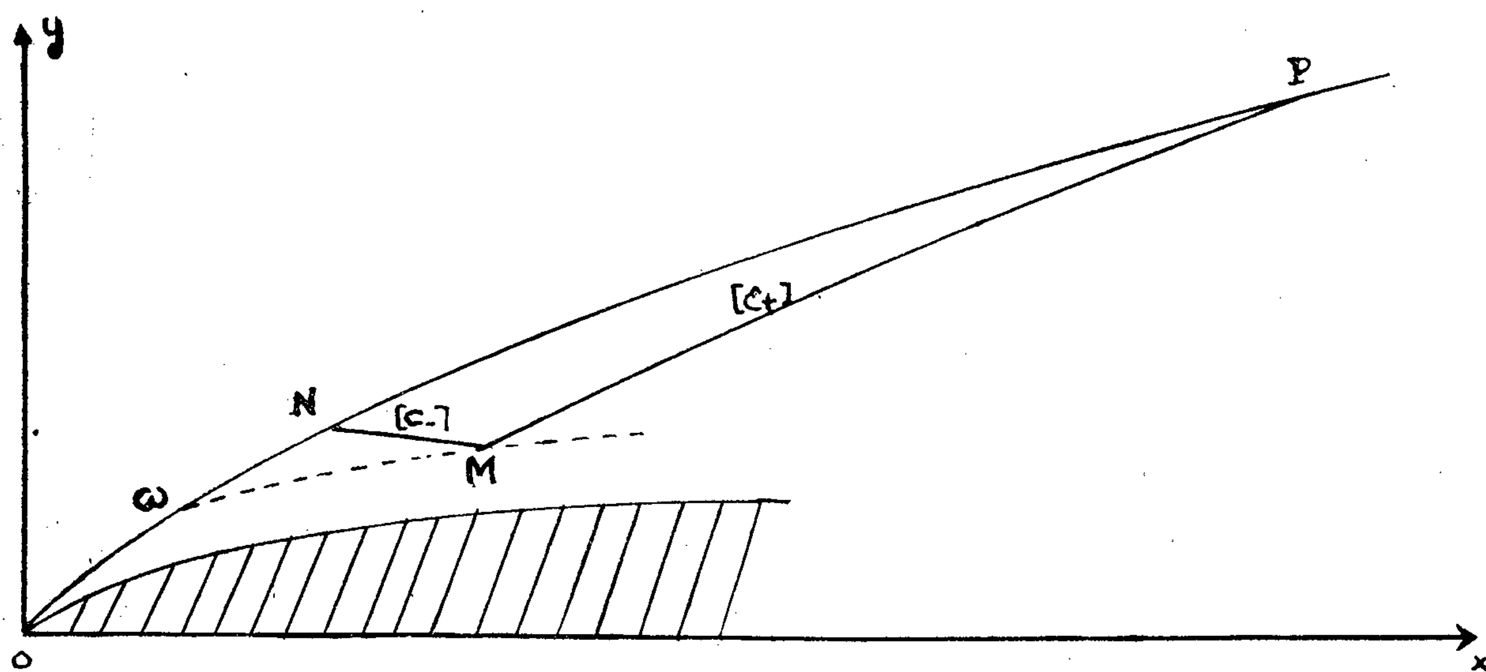
On transforme cette équation en tenant compte des équations $(C_\pm)$ et de $A_- S_{\alpha_+} + A_+ S_{\alpha_-} = 0$; posant alors, $G = (1-\eta)(\gamma - 1 + 2\sin^2\mu)(4\gamma\mathcal{R}\cos^2\mu)^{-1}\cos 2\mu$, il vient

$$(2)\qquad \frac{\partial^2\theta}{\partial\alpha_+\,\partial\alpha_-} = G\,\theta_{\alpha_-}\frac{\partial S}{\partial\alpha_+} = -\frac{A_+}{A_-}G\,\theta_{\alpha_-}\frac{\partial S}{\partial\alpha_-}.$$

La relation (2) est intégrée le long des caractéristiques (C_+) et (C_-) passant par M, soit

$$(3)\qquad \theta_{\alpha_+}(M) = \theta_{\alpha_+}(N) - \int_N^M \frac{A_+}{A_-}G\,\theta_{\alpha_-}\,dS,$$

$$(4)\qquad \theta_{\alpha_-}(M) = \theta_{\alpha_-}(P) + \int_P^M G\,\theta_{\alpha_-}\,dS = \theta_{\alpha_-}(P)\exp\left\{\int_P^M G\,dS\right\}.$$



On déduit une formule de représentation pour η

$$\eta(M) = (a\xi_1 + b\xi_2)(a+b)^{-1}; \qquad a = \theta_{\alpha_-}(P); \qquad b = \int_P^M G\theta_{\alpha_-}\,dS;$$

$$\xi_1 = \frac{A_-(M)}{A_+(M)}\,\frac{\theta_{\alpha_+}(N)}{\theta_{\alpha_-}(P)}; \qquad \xi_2 = -\frac{\dfrac{A_-(M)}{A_+(M)}\displaystyle\int_N^M \frac{A_+}{A_-}G\,\theta_{\alpha_-}\,dS}{\displaystyle\int_P^M G\,\theta_{\alpha_-}\,dS}.$$

4. De la relation (4) on déduit que θ_{α_-} garde un signe constant sur la caractéristique MP ; nous nous plaçons dans le domaine hypersonique, alors, pour des profils usuels, $\cos\mu$ reste voisin de l'unité et G varie peu, en outre, dans tout l'écoulement $G > 0$, il résulte que *a* et *b* sont de mêmes signes et que, par conséquent, η reste compris entre ξ_1 et ξ_2. On utilise (4) pour majorer $|\xi_2|$, on applique le théorème de la moyenne, on utilise le fait que G et $\cos\mu$ varient peu, enfin il est fait usage de la relation $(1+\eta)\theta_{\alpha_-} = -2A_-\chi\cos\mu$ où χ désigne la courbure des lignes de courant, et l'on obtient les estimations :

$$\xi_1 \cong [A_+(N)\chi(N)][A_+(M)\chi(M)]^{-1}\eta_\Sigma(N)\exp\{\bar{G}(S(M)-S(N))\},$$
$$|\xi_2| < \xi_3 \cong [A_+(Q)\chi(Q)][A_+(M)\chi(M)]^{-1}[S(M)-S(N)][S(M)-S(P)]^{-1}\exp\{\bar{G}(S(M)-S(P))\}$$

où Q désigne un point de la caractéristique NM et où $\bar{G}$ désigne quelque valeur moyenne de G. La validité de la méthode de choc-détente exige $\eta \ll 1$ ce qui est assuré si $|\xi_1| \ll 1$ et $\xi_3 \ll 1$. Si, le long d'une ligne de courant, le rapport des rayons de courbure en deux points différents reste de l'ordre de l'unité, hypothèse qui est vérifiée s'il en est ainsi sur le profil, alors les facteurs $[A_+(N)\chi(N)][A_+(M)\chi(M)]^{-1}$ et $[A_+(Q)\chi(Q)][A_+(M)\chi(M)]^{-1}$ sont de l'ordre de l'unité. Dans ces conditions le domaine de validité de la méthode de choc-détente est caractérisé par les deux conditions

$$\eta_\Sigma(N)\exp\{\bar{G}(S(M)-S(P)\} \ll 1,$$
$$\frac{S(M)-S(N)}{S(M)-S(P)}\exp\{\bar{G}(S(M)-S(P))\} \ll 1.$$

La première de ces conditions caractérise la réflexion sur l'onde de choc des ondes de détente élémentaires issues du profil, elle est une conséquence de $\eta_\Sigma(N) \ll 1$. La seconde condition qui n'est pas une conséquence du résultat de Eggers et Syvertson exige que les caractéristiques (C_+) soient beaucoup plus inclinées sur l'onde de choc que ne le sont les caractéristiques (C_-).

(1) *N. A. C. A.*, T. N. 2646-2811.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur un théorème d'unicité applicable à certains problèmes de diffraction d'ondes élastiques*. Note de M. **Maurice Roseau**, présentée par M. Henri Villat.

On considère un milieu élastique indéfini et homogène, satisfaisant à certaines conditions d'encastrement et l'on se propose d'y étudier quelques modes de propagation d'ondes élastiques.

$Oxyz$ étant un système d'axes rectangulaires, les composantes du déplacement au point x, y, z étant représentées par $u(x,y)\exp(ikt)$, $v(x,y)\exp(ikt)$, o;

t désignant le temps, k donné, on suppose que sur certaines surfaces cylindriques d'équations $f(x, y) = 0$ les déplacements u et v sont nuls. Introduisant la dilatation $\theta = u_x + v_y$ et $\omega = u_y - v_x$, le système des équations de Lamé :

$$(1)\quad \begin{cases} (\lambda+\mu)\theta_x + \mu\Delta u + \rho k^2 u = 0 & (\lambda > 0,\ \mu > 0), \\ (\lambda+\mu)\theta_y + \mu\Delta v + \rho k^2 v = 0, \\ \theta = u_x + v_y, \qquad \omega = u_y - v_x \end{cases}$$

est équivalent au système

$$(2)\quad \begin{cases} (a)\ \Delta\Omega + \sigma^2\Omega = 0; & u = -\Omega_y - \Theta_x; \\ (b)\ \Delta\Theta + \tau^2\Theta = 0; & v = \Omega_x - \Theta_y; \end{cases}$$

où l'on a posé

$$\sigma^2 = \frac{\rho k^2}{\mu}, \qquad \tau^2 = \frac{\rho k^2}{\lambda + 2\mu}, \qquad \Omega = \frac{\omega}{\sigma^2}, \qquad \Theta = \frac{\theta}{\tau^2}.$$

On a le théorème : si k est réel, il existe au plus une solution Ω, Θ, u, v de (2) définie dans l'extérieur d'une courbe fermée $\mathcal{B}$ telle que :

1° $\Theta = \Theta_0 + \Theta_1$, $\Omega = \Omega_0 + \Omega_1$, où Ω_0, Θ_0 respectivement solutions des équations $2a$, $2b$ sont données et Ω_1, Θ_1 satisfont aux conditions de radiation :

$$(3)\quad \lim_{R\to\infty}\int_{C(R)}\left|\frac{\partial\Theta_1}{\partial r} - i\tau\Theta_1\right|^2 ds = 0, \qquad \lim_{R\to\infty}\int_{C(R)}\left|\frac{\partial\Omega_1}{\partial r} - i\sigma\Omega_1\right|^2 ds = 0;$$

C(R) cercle de centre O, rayon R, $\partial/\partial r$ dérivée radiale, $\sigma.\tau > 0$.

2° $u = v = 0$ sur $\mathcal{B}$.

Il suffit de prouver que toute solution Ω, Θ des équations 2_a, 2_b définie dans l'extérieur de $\mathcal{B}$, qui satisfait sur $\mathcal{B}$ aux conditions $\partial\Omega/\partial n = \partial\Theta/\partial s$, $\partial\Omega/\partial s = -\partial\Theta/\partial n$ et qui satisfait aux conditions de radiation (3) est identiquement nulle. Séparant partie réelle et partie imaginaire dans Ω et Θ, $\Omega = \Omega' + i\Omega''$, etc. on établit d'abord comme conséquence des équations de Poisson et des conditions aux limites vérifiées par Ω', Θ' et Ω'', Θ'' et des conditions de radiation vérifiées par Ω, Θ :

$$(4)\quad \lim_{R\to\infty}\int_{C(R)} |\Omega'|^2\, ds = 0,$$

et des formules analogues pour Ω'', Θ', Θ''.

Puis adaptant un raisonnement dû à R. Rellich ([1]), on utilise le développement uniformément convergent en série de Fourier de

$$\Omega' = \sum_0^\infty A_n(r)\cos n\varphi + B_n(r)\sin n\varphi,$$

avec

$$(5)\quad A_n(r) = \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} \Omega' \cos n\varphi\, d\varphi,$$

r, φ coordonnées polaires, développement valable si r est assez grand. Il résulte de (4) :

(6) $$\lim_{r\to\infty} r^{\frac{1}{2}} A_n(r) = 0;$$

d'autre part $A_n(r)$ défini par (5) est solution d'une équation de Bessel, donc, égal à $a_n \mathcal{J}_n(\sigma r) + b_n \mathcal{Y}_n(\sigma r)$. Utilisant les développements asymptotiques de $\mathcal{J}$, et $\mathcal{Y}_n$ et (6), on en déduit $a_n = b_n = 0$ ce qui complète la preuve.

(1) *Jahrb. Deutschen Math. Verein.*, **53**, 1943.

RELATIVITÉ. — *Inductions électromagnétiques dans un milieu anisotrope relativiste.* Note (*) de M. **Pham Mau Quan**, présentée par M. Georges Darmois.

L'anisotropie du milieu se traduit à l'aide de la donnée en chaque point x de la variété espace-temps V_4 de trois automorphismes $\boldsymbol{\varepsilon}, \boldsymbol{\mu}, \boldsymbol{\sigma}$ de l'espace vectoriel tangent qui représentent le pouvoir diélectrique, la perméabilité magnétique et la conductivité électrique du milieu. Les équations de Maxwell admettent un système triple de variétés caractéristiques, tangentes chacune à un cône du deuxième ordre.

1. Soit D un domaine de l'espace-temps V_4 rapporté à un système de coordonnées locales (1) (x^α). On désignera par T_x l'espace vectoriel tangent en x à V_4. Soit $ds^2 = g_{\alpha\beta}\, dx^\alpha dx^\beta$ la métrique d'univers et u^α le vecteur vitesse unitaire attaché en chaque point x du milieu occupant D. On rappelle qu'un repère propre au point x est un repère orthonormé dont le vecteur de base $\vec{V}^{(0)}$ orienté dans le temps coïncide avec le vecteur $\vec{u}$ et les trois autres vecteurs $\vec{V}^{(i)}$ orientés dans l'espace définissent le triplan Π_x orthogonal à $\vec{u}$ qu'on appelle espace associé à la direction de temps $\vec{u}$.

Le champ électromagnétique est défini par la donnée sur V_4 de deux champs de tenseurs antisymétriques d'ordre 2, $H_{\alpha\beta}$ et $G_{\alpha\beta}$. Les vecteurs inductions et champs électriques $\vec{D}$, $\vec{E}$ et magnétiques $\vec{B}$, $\vec{H}$ sont définis par

(1.1) $$D_\alpha = G_{\rho\alpha} u^\rho, \qquad E_\alpha = H_{\rho\alpha} u^\rho, \qquad B_\alpha = \overset{*}{H}_{\rho\alpha} u^\rho, \qquad H_\alpha = \overset{*}{G}_{\rho\alpha} u^\rho,$$

où l'on pose

$$\overset{*}{H}_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \eta_{\alpha\beta\gamma\delta} H^{\gamma\delta}, \qquad \overset{*}{G}_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \eta_{\alpha\beta\gamma\delta} G^{\gamma\delta}$$

$\eta_{\alpha\beta\gamma\delta}$ désignant le tenseur complètement antisymétrique attaché à la forme élément de volume de V_4.

Pour exprimer les relations entre inductions et champs, nous nous donnons en chaque point x de V_4 deux automorphismes $\boldsymbol{\varepsilon}$ et $\boldsymbol{\mu}$ de T_x c'est-à-dire deux applications linéaires de T_x sur lui-même

(1.2) $$\vec{D} = \boldsymbol{\varepsilon} \vec{E}, \qquad \vec{B} = \boldsymbol{\mu} \vec{H}.$$

Nous désignons par les mêmes lettres les matrices représentatives de $\boldsymbol{\varepsilon}$ et $\boldsymbol{\mu}$, dont les éléments $(\varepsilon^{\alpha}_{\beta})$ et (μ^{α}_{β}) définissent les composantes de deux tenseurs mixtes sur V_4 qui leur sont associés.

2. $\boldsymbol{\varepsilon}$ et $\boldsymbol{\mu}$ étant des automorphismes, les matrices $\boldsymbol{\varepsilon}$ et $\boldsymbol{\mu}$ sont inversibles. Un champ donné définit une induction déterminée et inversement une induction étant connue, il lui correspond un champ et un seul dont elle est l'induction. On désigne par $\boldsymbol{\lambda}$ et $\boldsymbol{\tau}$ les transformations inverses de $\boldsymbol{\varepsilon}$ et $\boldsymbol{\mu}$ ou leurs matrices représentatives.

De (1.1) on tire

$$E_{\alpha} u^{\alpha} = D_{\alpha} u^{\alpha} = H_{\alpha} u^{\alpha} = B_{\alpha} u^{\alpha} = 0. \tag{2.1}$$

Les vecteurs champs et inductions sont orthogonaux au vecteur vitesse unitaire u^{α} : ce sont des vecteurs du triplan Π_x. Les automorphismes $\boldsymbol{\varepsilon}$, $\boldsymbol{\mu}$, $\boldsymbol{\lambda}$, $\boldsymbol{\tau}$ doivent faire correspondre à tout vecteur du triplan Π_x un vecteur de ce triplan. Nous supposons de plus que $\vec{u}$ est vecteur propre des matrices correspondantes. Il en résulte que $\boldsymbol{\varepsilon}$, $\boldsymbol{\mu}$, $\boldsymbol{\lambda}$, $\boldsymbol{\tau}$ laissent invariants $\vec{u}$ et Π_x. Ces deux conditions sont équivalentes dans un repère propre à $\varepsilon^{0}_{i} = \varepsilon^{i}_{0} = 0$, $\mu^{0}_{i} = \mu^{i}_{0} = 0$, $\lambda^{0}_{i} = \lambda^{i}_{0} = 0$, $\tau^{0}_{i} = \tau^{i}_{0} = 0$. On notera que si les matrices $\boldsymbol{\varepsilon}$, $\boldsymbol{\mu}$, $\boldsymbol{\lambda}$, $\boldsymbol{\tau}$ sont symétriques, l'une des conditions précédentes entraîne l'autre.

On est amené à poser

$$\varepsilon^{\alpha}_{\beta} = \varepsilon\, \delta^{\alpha}_{\beta} + e^{\alpha}_{\beta}, \qquad \mu^{\alpha}_{\beta} = \mu\, \delta^{\alpha}_{\beta} + m^{\alpha}_{\beta}. \tag{2.2}$$

$$\lambda^{\alpha}_{\beta} = \lambda\, \delta^{\alpha}_{\beta} + l^{\alpha}_{\beta}, \qquad \tau^{\alpha}_{\beta} = \tau\, \delta^{\alpha}_{\beta} + t^{\alpha}_{\beta}, \tag{2.3}$$

où ε, μ, λ, τ sont des scalaires ($\lambda = 1/\varepsilon$, $\tau = 1/\mu$) et e^{α}_{β}, l^{α}_{β}, m^{α}_{β}, t^{α}_{β} tels que

$$e^{\alpha}_{\beta} u^{\beta} = l^{\alpha}_{\beta} u^{\beta} = m^{\alpha}_{\beta} u^{\beta} = t^{\alpha}_{\beta} u^{\beta} = 0.$$

Le milieu considéré est dit isotrope si les transformations $\boldsymbol{\varepsilon}$ et $\boldsymbol{\mu}$ sont des homothéties. On a alors (1)

$$\varepsilon^{\alpha}_{\beta} = \varepsilon\, \delta^{\alpha}_{\beta}, \qquad \mu^{\alpha}_{\beta} = \mu\, \delta^{\alpha}_{\beta}.$$

3. A partir des équations de liaison (1.2) qui s'écrivent explicitement

$$G_{\alpha\beta}\, u^{\alpha} = \varepsilon^{\rho}_{\beta}\, H_{\alpha\rho}\, u^{\alpha}, \qquad \overset{\star}{H}_{\alpha\beta}\, u^{\alpha} = \mu^{\rho}_{\beta}\, \overset{\star}{G}_{\alpha\rho}\, u^{\alpha}, \tag{3.1}$$

on peut exprimer les $G_{\alpha\beta}$ en fonction des $H_{\alpha\beta}$:

$$G_{\alpha\beta} = \tau H_{\alpha\beta} + (\tau - \varepsilon)(H_{\sigma\alpha}\, u^{\sigma}\, u_{\beta} - H_{\sigma\beta}\, u^{\sigma}\, u_{\alpha}) + (e^{\rho}_{\alpha}\, u_{\beta} - e^{\rho}_{\beta}\, u_{\alpha})\, u^{\sigma}\, H_{\rho\sigma}$$
$$+ \frac{1}{4}\, \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}\, u^{\gamma}\, t^{\delta}_{\mu}\, \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}\, u_{\nu}\, H_{\rho\sigma},$$

$\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}$, $\varepsilon^{\alpha\beta\gamma\delta}$ étant les symboles de Kronecker.

4. Le champ électromagnétique ($H_{\alpha\beta}$, $G_{\alpha\beta}$) satisfait aux équations de Maxwell :

$$\mathcal{E}^{\delta} \equiv \frac{1}{2}\, \eta^{\alpha\beta\gamma\delta}\, \nabla_{\alpha}\, H_{\beta\gamma} = 0, \tag{4.1}$$

$$\mathcal{D}_{\beta} \equiv g^{\alpha\rho}\, \nabla_{\alpha}\, G_{\rho\beta} = J_{\beta}, \tag{4.2}$$

où le vecteur courant électrique J_β vérifie l'hypothèse

$$J_\beta = \delta u_\beta + \sigma^\alpha_\beta H_{\rho\alpha} u^\rho, \tag{4.3}$$

δ étant un scalaire représentant la densité propre de charge électrique et (σ^α_β) un nouvel automorphisme qui introduit la conductivité électrique du milieu, le courant de conduction $\Gamma_\beta = \sigma^\alpha_\beta H_{\rho\alpha} u^\rho$ satisfaisant à l'hypothèse d'Ohm généralisée $\vec{\Gamma} = \sigma \vec{E}$. On remarque que les équations (4.1) expriment qu'il existe un potentiel vecteur local pour $H_{\alpha\beta}$.

5. Les ε^α_β, μ^α_β, σ^α_β étant des fonctions données de x^α, les variables de champ sont les $g_{\alpha\beta}$, $H_{\alpha\beta}$ qui vérifient dans le domaine D les équations de Maxwell-Einstein correspondant au schéma considéré. Les équations d'Einstein doivent déterminer les $g_{\alpha\beta}$ et u^α ; considérons en particulier les équations de Maxwell pour lesquelles nous étudions le problème de Cauchy. On se donne sur l'hypersurface S d'équation locale $x^0 = 0$, les valeurs des $(H_{\alpha\beta})$ et l'on cherche à déterminer les valeurs sur S des dérivées obliques $\partial_0 H_{\alpha\beta}$. Les équations de Maxwell sont équivalentes à l'ensemble des deux systèmes.

$$\mathcal{E}^k \equiv \frac{1}{2} \eta^{0ijk} \partial_0 H_{ij} + \Psi^k = 0, \tag{5.1}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_i \equiv \frac{1}{\mu} \Big\{ & (g^{00} - (1 - \varepsilon\mu) u^0 u^0) \delta^j_i - \mu (e^j_i u^0 - e^0_i u^j) u^0 \\ & + \frac{1}{\varepsilon} (g^{0\alpha} e^0_\alpha u^j - g^{j\alpha} e^0_\alpha u^0) u_i + \frac{1}{2} \mu g^{0\lambda} \varepsilon_{\lambda i\gamma\delta} u^\gamma t^\delta_\mu \varepsilon^{\mu\nu 0j} u_\nu \Big\} \partial_0 H_{0j} \\ & + \Phi_i = \delta u_i + \sigma^\alpha_i H_{\rho\alpha} u^\rho \end{aligned} \tag{5.2}$$

(où Ψ^k et Φ_i sont des quantités connues sur S) et aux deux identités vérifiées sur S

$$\mathcal{E}^0 \equiv \frac{1}{2} \eta^{ijk0} \partial_i H_{jk} = 0, \tag{5.3}$$

$$\mathcal{D}^0 \equiv g^{0\beta} \mathcal{D}_\beta = \delta u^0 + g^{0\beta} \sigma^\alpha_\beta H_{\rho\alpha} u^\rho, \tag{5.4}$$

où $\mathcal{D}^0$ ne dépend pas des $\partial_0 H_{\alpha\beta}$. On note que (5.3) exprime que le tenseur H_{ij} induit sur S dérive localement d'un potentiel vecteur.

Si l'hypersurface S n'est pas exceptionnelle, l'équation (5.4) fournit la valeur de δ, les équations (5.1) déterminent les valeurs de $\partial_0 H_{ij}$ et les équations (5.2) celles de $\partial_0 H_{0j}$ sur S. Le calcul peut être poursuivi par des dérivations successives.

Les variétés caractéristiques des équations de Maxwell sont nécessairement telles que

$$\Omega \equiv \text{dét}(A^j_i) = 0, \tag{5.5}$$

où les A^j_i représentent les coefficients de $(1/\mu) \partial_0 H_{0j}$ dans (5.2). L'analyse de cette équation montre qu'il existe en général un système triple de variétés caractéristiques tangentes chacune à un cône du second ordre.

(*) Séance du 21 octobre 1957.

(1) Cf. *J. rat. Mech. Anal.*. 5, n° 3, 1956, p, 473-538.

(2) Les indices grecs varient de 0 à 3, les indices latins de 1 à 3.

(*Faculté des Sciences, Besançon.*)

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Introduction des paramètres relativistes d'Einstein-Kramers et de Cayley-Klein dans la théorie relativiste des fluides dotés de moment cinétique interne (spin).* Note de MM. **Burhan Cahit Unal** et **Jean-Pierre Vigier**, présentée par M. Louis de Broglie.

L'étude des fluides à spin relativiste peut être entreprise à l'aide de divers systèmes de paramètres ayant une variance tensorielle différente (variables d'Einstein-Kramers, de Cayley-Klein, spineurs). Il est montré ici que l'emploi d'un système d'axes mobile attaché à chaque élément de fluide permet d'établir l'équivalence de ces systèmes en leur donnant une signification géométrique simple.

Au cours de la dernière période, la théorie des fluides dotés d'une densité de moment cinétique interne (spin) a été développée pour donner une interprétation hydrodynamique des équations d'ondes de la théorie des quanta (1). On aboutit ainsi à développer une hydrodynamique relativiste d'un type nouveau dont la plus simple (fluide parfait sans interaction) correspond au fluide décrit pour la première fois par M. Weyssenhoff (2). Comme on sait, cette hydrodynamique est caractérisée en particulier par le fait que la densité de l'énergie impulsion G_μ n'est pas colinéaire à la vitesse unitaire u_μ (elle correspond donc nécessairement à l'emploi de tenseurs énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$ non symétrique). Il a été ainsi possible de montrer que les équations de Dirac et de Pauli décrivaient des fluides de ce genre soumis à des tensions internes d'un type particulier (3).

L'étude de ces fluides repose essentiellement sur l'idée qu'ils sont constitués par des « molécules tournantes »; si bien qu'on peut les assimiler à un champ de toupies microscopiques en rotation (continu à notre échelle). Leur moment cinétique permet alors de définir une densité de moment en chaque point (comparable à une densité de spin) variable au cours du temps. La description cinématique de leur mouvement exige donc essentiellement la donnée de leur vitesse et de leur rotation propre à l'aide de paramètres convenables. Diverses propositions ont été faites en utilisant en particulier les paramètres d'Einstein-Kramers et les spineurs (4). Nous nous proposons de les unifier en nous servant de leurs expressions en fonctions d'angles d'Euler relativistes et des paramètres de Cayley-Klein.

Attachons à chaque « molécule » de notre fluide à spin un système d'axes mobile de Lorentz Σ défini par quatre vecteurs unitaires orthogonaux $a_\mu^{(\xi)}$ (les variables d'Einstein-Kramers), où (ξ) désigne le numéro du vecteur et μ ses composantes covariantes. Nous avons donc par hypothèse $a_\mu^{(\xi)} . a_\mu^{(\eta)} = \delta_{\xi\eta}$.

Nous admettrons que $a_\mu^{(4)}$ se confond avec la quadrivitesse unitaire relativiste de la « molécule » correspondante. Le système des axes du genre espace $a_\mu^{(1)}$, $a_\mu^{(2)}$ et $a_\mu^{(3)}$ peut être considéré comme lié à la molécule et caractérise sa rotation instantanée (spin).

Le mouvement instantané de la « molécule » est caractérisé par la transformation infinitésimale de Lorentz qui définit l'évolution de ce système au cours du temps, soit pour les vitesses angulaires :

$$\omega_{\mu\nu} = \frac{d}{d\tau}\alpha_\mu^{(\xi)}.\alpha_\nu^{(\xi)}$$

où $d/d\tau = a_\mu^4 \partial_\mu$ définit la dérivée le long de la ligne d'univers suivie par la « molécule ».

La donnée de la densité invariante $D(\vec{x}, t)$ et des expressions $a_\mu^{(\xi)}(\vec{x}, t)$ suffisent manifestement à caractériser le fluide.

Une autre façon de décrire le fluide consiste à se donner les valeurs $\Phi_\alpha(\vec{x}, t)$ d'un champ de spineurs (à quatre composantes complexes).

On peut se donner ainsi les six angles d'Euler relativistes et les paramètres de Cayley-Klein correspondants ([5]) qui caractérisent les différentes représentations du groupe de Lorentz. Ils permettent d'amener le système d'axe fixe origine Σ_0 sur le système mobile Σ. Soient $\psi(\vec{x}, t)$, $\theta(\vec{x}, t)$, $\varphi(\vec{x}, t)$ les trois angles d'Euler habituels (rotation propre, précession et mutation) qui amènent les axes d'espace de Σ_0 sur ceux de Σ et $\alpha(\vec{x}, t)$, $\beta(\vec{x}, t)$, $\gamma(\vec{x}, t)$ les angles qui définissent les trois rotations de l'espace vers le temps, c'est-à-dire la vitesse de la « molécule ».

Les expressions des paramètres d'Einstein-Kramers en fonction des spineurs sont, en supposant que γ_4 est diagonale :

$$(1) \qquad D(a_\mu^{(1)} + i a_\mu^{(2)}) = \tilde{\Phi}^\dagger \gamma_\mu \Phi, \qquad D a_\mu^{(3)} = \Phi^\dagger \gamma_5 \gamma_\mu \Phi, \qquad D a_\mu^{(4)} = \Phi^\dagger \gamma_\mu \Phi$$

où $\tilde{\Phi}$ désigne le spineur conjugué de charge et γ_μ les matrices de von Neumann. L'adjoint de $\tilde{\Phi}(\vec{x}, t) = -i\alpha_2 \beta \Phi^\star(\vec{x}, t)$ est $\tilde{\Phi}^\dagger(\vec{x}, t) = i(-\Phi_4, \Phi_3, \Phi_2, -\Phi_1)\beta$ avec $\Phi^\dagger = i\Phi^\star\beta$; $\beta = \alpha_4$; $i\beta\gamma_\mu = \alpha_\mu$ et $\beta\gamma_4 = I$.

La correspondance entre $\Phi(\vec{x}, t)$ et les angles d'Euler est fournie classiquement par la relation $\Phi = L.R.\Phi_0$ où $L = \exp[i\sigma_3(\psi/2)]\exp[i\sigma_1(\theta/2)]\exp[i\sigma_3(\varphi/2)]$ et $R = \exp[\alpha_1(\alpha/2)]\exp[\alpha_2(\beta/2)]\exp[\alpha_3(\gamma/2)]$ représentent une transformation pure de Lorentz et une rotation. Soit

$$(2) \qquad \Phi = \sqrt{D}\exp\left(i\sigma_4 \frac{A}{2}\right).R.L.\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Le spineur Φ_0 correspond tout simplement à Σ_0, car si l'on utilise les

formules (1) on obtient pour les vecteurs correspondants :

$$a^{(1)} = (1, 0, 0, 0), \quad a^{(2)} = (0, 1, 0, 0), \quad a^{(3)} = (0, 0, 1, 0), \quad a^{(4)} = (0, 0, 0, 1).$$

En remplaçant Φ tiré de (2) dans (1) on trouve

$$(3) \quad \begin{cases} a_1^{(1)} = X_1 \cos\varphi - Y_1 \sin\varphi; & a_2^{(1)} = X_2 \cos\varphi - Y_2 \sin\varphi; \\ a_3^{(1)} = \quad - Y_3 \sin\varphi; & a_4^{(1)} = X_4 \cos\varphi - Y_4 \sin\varphi; \\ a_1^{(2)} = X_1 \sin\varphi + Y_1 \cos\varphi; & a_2^{(2)} = X_2 \sin\varphi + Y_2 \cos\varphi; \\ a_3^{(2)} = \quad Y_3 \cos\varphi; & a_4^{(2)} = X_4 \sin\varphi + Y_4 \cos\varphi; \\ a_1^{(3)} = U_1 \cos\theta + V_1 \sin\theta; & a_2^{(3)} = U_2 \cos\theta + V_2 \sin\theta; \\ a_3^{(3)} = U_3 \cos\theta; & a_4^{(3)} = U_4 \cos\theta + V_4 \cos\theta; \\ a_1^{(4)} = U_1, & a_2^{(4)} = U_2, \\ a_3^{(4)} = V_3, & a_4^{(4)} = W \end{cases}$$

où

$$X_1 = \operatorname{ch}\alpha \cos\psi - \operatorname{sh}\alpha \operatorname{sh}\beta \sin\psi;$$
$$Y_1 = (\operatorname{sh}\alpha \operatorname{sh}\beta \cos\psi + \operatorname{ch}\alpha \sin\psi) \cos\theta - \operatorname{sh}\alpha \operatorname{ch}\beta \operatorname{sh}\gamma \sin\theta;$$
$$X_2 = -\operatorname{ch}\beta \sin\psi; \quad Y_2 = \operatorname{ch}\beta \cos\psi \cos\theta - \operatorname{sh}\beta \operatorname{sh}\gamma \sin\theta; \quad Y_3 = -\operatorname{ch}\gamma \sin\theta;$$
$$X_4 = \operatorname{sh}\alpha \cos\psi - \operatorname{ch}\alpha \operatorname{sh}\beta \sin\psi;$$
$$Y_4 = (\operatorname{sh}\alpha \sin\psi + \operatorname{ch}\alpha \operatorname{sh}\beta \cos\psi) \cos\theta - \operatorname{ch}\alpha \operatorname{ch}\beta \operatorname{sh}\gamma \sin\theta;$$
$$U_1 = \operatorname{sh}\alpha \operatorname{ch}\beta \operatorname{ch}\gamma; \quad U_2 = \operatorname{sh}\beta \operatorname{ch}\gamma; \quad U_3 = \operatorname{ch}\gamma;$$
$$U_4 = \operatorname{ch}\alpha \operatorname{ch}\beta \operatorname{sh}\gamma; \quad W = \operatorname{ch}\alpha \operatorname{ch}\beta \operatorname{ch}\gamma;$$
$$V_1 = \operatorname{sh}\alpha \operatorname{sh}\beta \cos\psi + \operatorname{ch}\alpha \sin\psi; \quad V_2 = \operatorname{ch}\beta \cos\psi;$$
$$V_3 = \operatorname{sh}\gamma; \quad V_4 = \operatorname{sh}\alpha \sin\psi + \operatorname{ch}\alpha \operatorname{sh}\beta \cos\psi.$$

Lorsqu'on calcule la matrice de transformation d'un vecteur de l'espace-temps en fonction des angles d'Euler en remplaçant les paramètres de Cayley-Klein par leurs expressions données à la référence ([5]) on obtient l'expression significative suivante :

$$\begin{bmatrix} X'_1 \\ X'_2 \\ X'_3 \\ X'_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_1^{(1)} & a_1^{(2)} & a_1^{(3)} & a_1^{(4)} \\ a_2^{(1)} & a_2^{(2)} & a_2^{(3)} & a_2^{(4)} \\ a_3^{(1)} & a_3^{(2)} & a_3^{(3)} & a_3^{(4)} \\ a_4^{(1)} & a_4^{(2)} & a_4^{(3)} & a_4^{(4)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_1 \\ X_2 \\ X_3 \\ X_4 \end{bmatrix}$$

qui montre bien que les angles d'Euler qui figurent dans $\Phi(\vec{x}, t)$ (équation (2)) sont bien les angles de rotation des « molécules » du fluide relativiste de Weyssenhoff, c'est-à-dire les angles qui amènent le système Σ sur le système Σ_0 attaché à chaque toupie en chaque point de l'espace-temps.

(1) TAKABAYASI, *Nuovo Cimento*, **3**, 1956, p. 233; HALBWACHS, LOCHAK et VIGIER, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 692 et 744; BOHM et VIGIER, *Relativistic Hydrodynamic of rotating fluid masses*, à paraître dans *Phys. Rev.*

(2) WEYSSENHOFF, *Acta Physica Polonica*, **9**, 1947.

(3) TAKABAYASI, *Hydrodynamical representation of the Dirac equation*, Supp. *Prog. Theor. Phys.* (Japan), **4**, 1957,; BOHM TIOMNO et SCHILLER, *Nuovo Cimento*, Supp. **1**, 1955; TAKABAYASI, *Prog. Theor. Phys.*, **14**, 1955; TAKABAYASI et VIGIER, *Description of Pauli Matter as a continuous assembly of microscopic rotating bodies*, à paraître dans le *Prog. Theor. Phys.* (Japan), **18**, 1957.

([4]) *voir* en particulier : F. Gursey, *Revue de la faculté des Sciences de l'Université d'Istanbul*, **21**, 1956, p. 33 et 85. Ces variables ont été aussi utilisées par Aymard, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 3133 et Takabayasi et Vigier, *loc. cit.* ([3]).

([5]) Bohm, Lochak et Vigier, *Séminaire Louis de Broglie*, exposé n° 8 (annexe), 1956.

THERMODYNAMIQUE. — *Relations entre l'entropie de fusion et la structure cristalline* (sulfates alcalins). Note de M. **Georges Petit** et Mlle **Christiane Bourlange**, présentée par M. Eugène Darmois.

Dans une publication à paraître ([1]), il a été montré par l'un de nous, grâce à un parallélisme entre les équations de partition des liquides et cristaux hétéroparticulaires obéissant à l'hypothèse d'Einstein, que le critère entropique ([2]), se trouvait vérifié lorsque les énergies de vibration, rotation-libration, sont identiques dans les phases solides et liquides et lorsque les particules sont de même espèce dans ces milieux.

De nombreux résultats expérimentaux effectués par différents auteurs ([3]), et tout particulièrement grâce à la méthode de cryométrie à haute température, ont montré que les halogénures alcalins (sauf peut-être ceux de lithium) obéissaient bien à cette relation, de même d'ailleurs que les borates ([4]) et nitrates ([5]).

On aurait pu penser qu'il en serait de même pour les sulfates alcalins. En particulier le sulfate de sodium avait donné à Flood et ses collaborateurs ([6]) et James P. Coughlin ([7]) les valeurs suivantes :

	L_f (cal/mol).	T_f (Kelvin).	$\frac{L_f}{T_f} = S_f$.	$\nu = \frac{1}{3} S_f$.
Flood et Forland	6 100	1 156	5,27	1,76
James P. Coughlin	5 600	1 156	4,8	1,6

Nous sommes donc devant le cas d'un sel électrolyte fort ne vérifiant pas le critère. Cet écart important pouvant s'expliquer (avec un anion qu'on peut supposer non clivé) ([1]) par une variation dans les énergies de vibration, rotation-libration d'un ion tétraédrique, c'est-à-dire à une structure tridimensionnelle.

Cela en tout cas révèle une plus grande liberté des tétraèdres dans le liquide, explicable par la naissance de lacunes. On pourrait penser que des cations de plus en plus gros joueraient dans le cristal ce rôle, c'est-à-dire que le critère serait d'autant mieux vérifié que le cation serait plus volumineux, hypothèse vérifiée par les valeurs de $\nu = 2$ trouvées pour les sulfates de baryum et de plomb ([8]).

C'est pourquoi nous avons étudié systématiquement les relations unissant les entropies de fusion des sulfates alcalins et la nature du cation.

D'un point de vue pratique nous avons employé comme corps dissous des substances ne donnant pas de cristaux mixtes avec les sulfates, soit des fluorures du métal (9) et du sulfate de sodium dans l'étude du sulfate de cæsium (10), donnant des courbes cryométriques pratiquement horizontales, de telle sorte que dans une zone de molarité donnée, une dépression thermique molaire pour une molarité finie est égale pratiquement à la dépression thermique molaire limite.

Les résultats expérimentaux sont reproduits dans le tableau suivant :

Nom.	Point de fusion Kelvin : T_f (°C).	Chaleur de fusion : L_f.	S_f.	$\nu = \frac{1}{3} S_f$.	Rayon ionique (Å).
SO_4Li_2	1 130	2 373	2,1	0,7	0,6
SO_4Na_2	1 156	5 017	4,2	1,4	0,95
SO_4K_2	1 341	8 320	4,0	2	1,33
SO_4Cs_2	1 277	9 577	5,0	2,5	1,69

Nous noterons que la valeur de ν est d'autant plus élevée que le rayon cationique est plus grand.

Nous voyons là un rapport entre une donnée thermodynamique et une structure cristalline suggérant que les perturbations énergétiques à la fusion dans le cas d'un anion tridimensionnel sont d'autant plus faibles que leurs interactions dans le cristal sont plus faibles.

(1) G. Darmois et G. Petit, *Bull. Soc. Chim.* (sous presse).

(2) Mme Darmois-Sutra, *Comptes rendus*, **233**, 1951, p. 1027; *J. Chim. Phys.*, **49**C, 1952, p. 38; *Colloque du C. N. R. S. :Les changements de phase*, Paris, 1952.

(3) ClK : V. S. Lyashenko, *voir Kelley Entropy of inorganic substances*, *Bureau of Mines Bull.*, 1950, p. 477.

ClNa : Harrison, *Thèse*, Paris, 1955.

FK : G. Petit et Mlle Crémieux, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 360.

FNa et FLi : G. Petit et Mlle Crémieux, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 360.

(4) Zarzycki, *Doctorat ès Sciences Physiques*, Paris, 1952.

(5) NO_3Ag : NO_3Na, Y. Doucet, *Comptes rendus*, **237**, 1953, p. 52.

(6) H. Flood et F. Forland, *Tech. Univ. Norway Trondjheim.*, *Acta Chem. Scand.*, 1951.

(7) *Bureau of Standards*, Berkeley, 1954.

(8) Calcagni, *Atti Acad. Lincei*, **21**, 1912, p. 483.

(9) Calcagni et Grahmann, *Z. anorg. chem.*, **81**, 1913, p. 257.

(10) G. Petit, *La chimie des hautes températures* (*Colloque du C. N. R. S.*, Paris, mai 1954).

ÉLECTRONIQUE. — *Note sur une méthode d'étude analogique de l'interaction dans les tubes à champs électrique et magnétique croisés.* Note (*) de M. **Bernard Epsztein**, présentée par M. Camille Gutton.

Dans les tubes à champs croisés (ou tubes M) un faisceau électronique plat émis par une cathode se meut entre un circuit permettant la propagation d'une onde H. F. retardée et une plaque portée à un potentiel négatif ou nul, par rapport à la cathode, la sole. On a donc entre sole et cathode un champ électrique statique $\vec{E}_0$. Sous l'influence de ce champ et du champ magnétique perpendiculaire $\vec{B}$, la vitesse moyenne du faisceau $\vec{v}_c$ est telle que $\vec{E}_0 + \overrightarrow{v_c \times B} = 0$. Lorsqu'une onde H. F. se propage à une vitesse voisine de v_c, il se produit une interaction; le champ de l'onde perturbe les trajectoires des électrons qui se groupent en paquets tout en lui cédant leur énergie potentielle. L'étude des mouvements électroniques est relativement peu avancée par suite, d'une part, de la difficulté des calculs théoriques et, d'autre part, à cause de l'impossibilité d'observer directement les trajectoires.

La méthode analogique décrite dans cette Communication permet l'observation directe de mouvements électroniques sensiblement identiques à ceux qui se produisent dans les tubes M. Cette méthode est basée sur les remarques suivantes :

1° Pour un observateur en mouvement à la vitesse de l'onde v_0, le champ de cette onde apparaît pratiquement comme statique;

2° Si pour un observateur au repos l'équation du mouvement d'un électron s'écrit :

$$m\frac{\overrightarrow{dv}}{dt} = -e\left(\vec{E} + \overrightarrow{v \times B}\right),$$

cette équation devient pour l'observateur mobile :

$$m\frac{\overrightarrow{dv_1}}{dt} = -e\left(\vec{E} + \overrightarrow{(v_0 + v_1) \times B}\right).$$

Si l'on définit un champ électrique statique constant, $\vec{E}_1$ par

$$\vec{E}_1 + \overrightarrow{v_0 \times B} = 0,$$

on peut écrire dans le système mobile

$$m\frac{\overrightarrow{dv_1}}{dt} = -e\left(\vec{E} - \vec{E}_1 + \overrightarrow{v_1 \times B}\right),$$

l'indice 1 se rapportant aux coordonnées dans le système mobile. Par

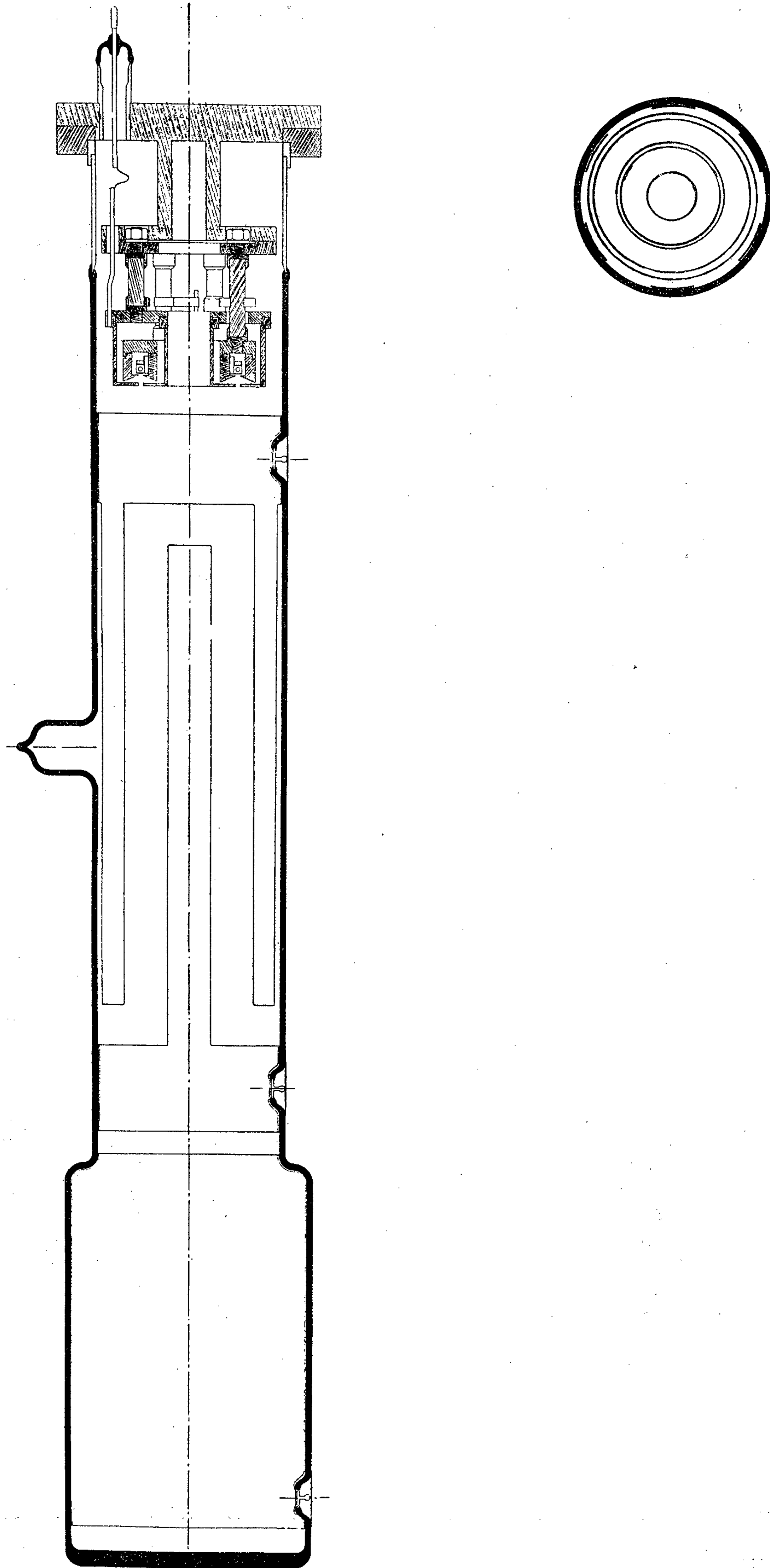


Fig. 1.

suite, les équations du mouvement dans les systèmes fixe et mobile sont identiques, à l'addition d'un champ électrique constant près. En particulier, les mouvements de perturbation ont rigoureusement même expression dans les deux systèmes.

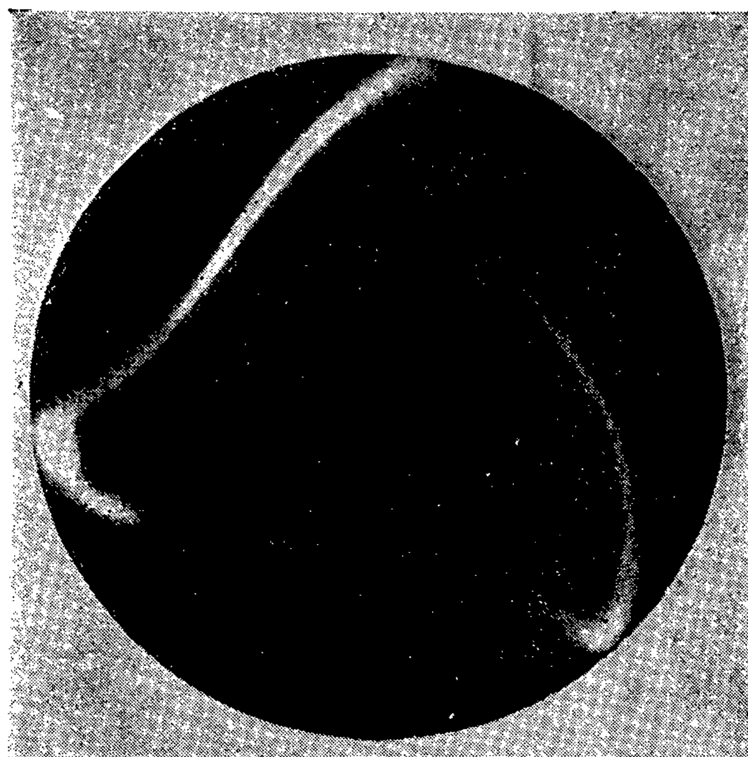


Fig. 2.

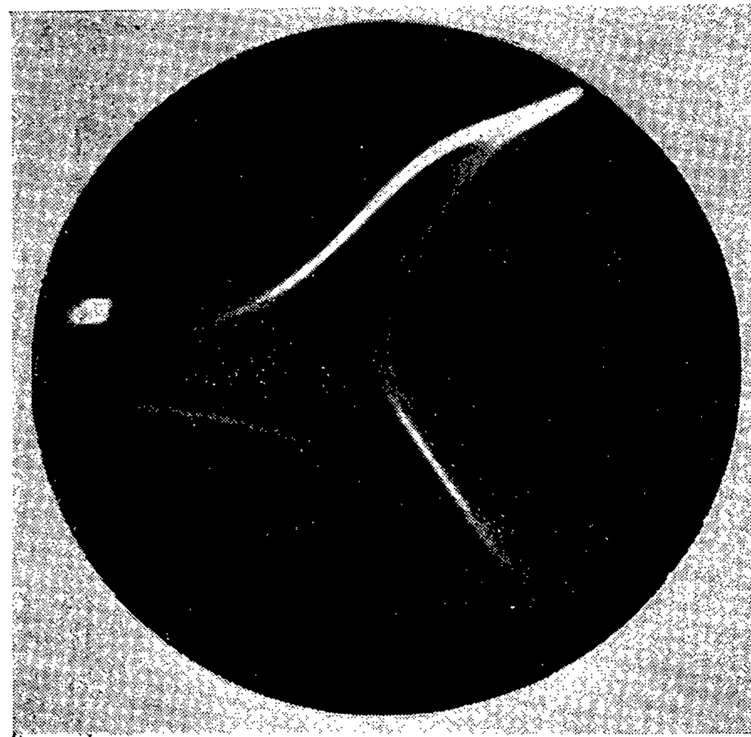


Fig. 3.

3° Une translation d'ensemble du système onde-faisceau dans la direction du champ magnétique n'affecte en rien les mouvements dans un plan perpendiculaire.

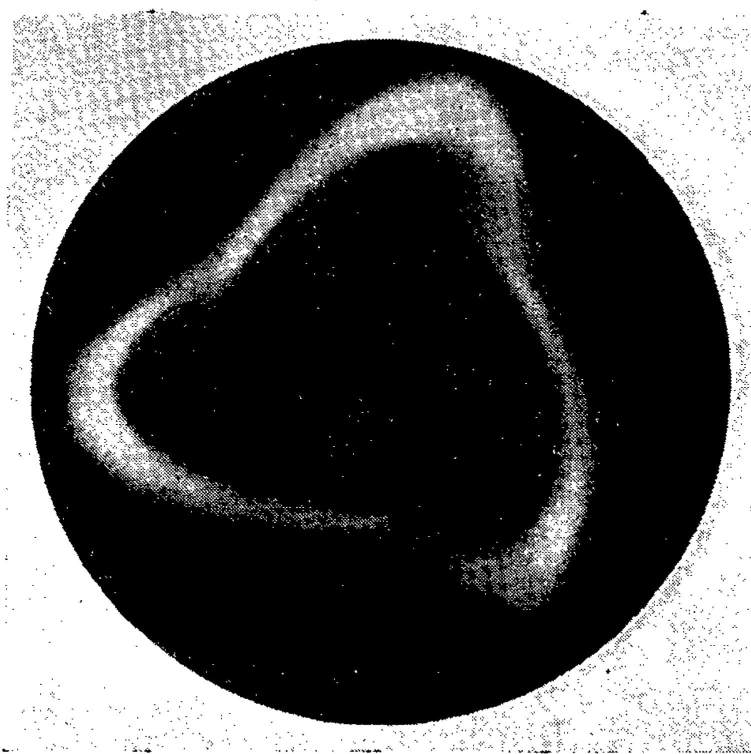


Fig. 4.

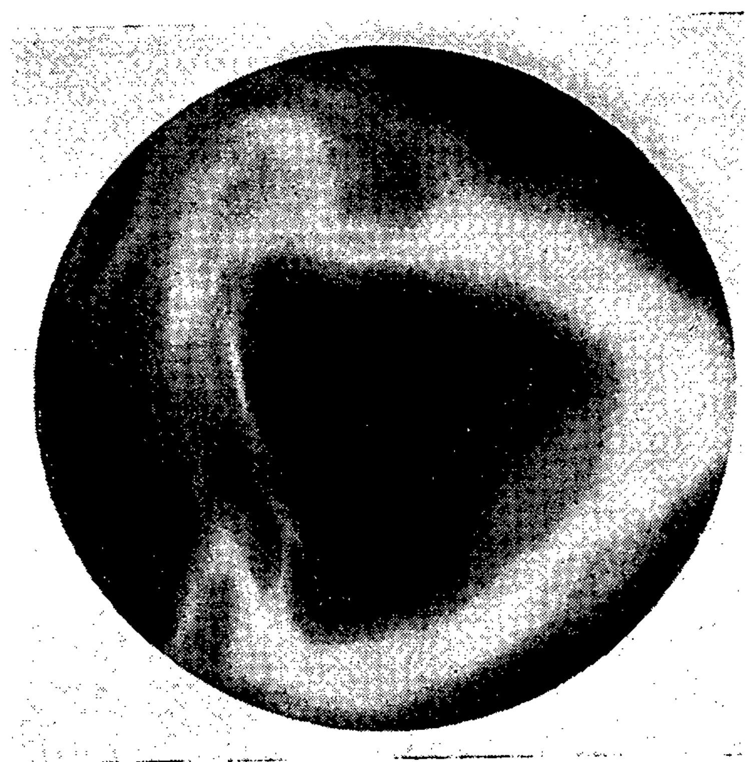


Fig. 5.

L'application de ces remarques conduit au tube analogique suivant : on crée un faisceau plat dont la vitesse est parallèle au champ magné-

tique et l'on soumet ce faisceau au champ électrostatique de tiges métalliques équidistantes situées dans un même plan et parallèles au champ magnétique; ces tiges sont portées à des potentiels alternés par rapport à un potentiel moyen qui peut être celui du faisceau, ce qui correspond au cas du synchronisme onde-faisceau. Le champ dû aux tiges simule celui de l'onde. Il suffit alors d'intercepter le faisceau par un écran fluorescent pour obtenir la forme du faisceau modulé par l'onde après un temps de transit qui dépend de la longueur parcourue et de la vitesse des électrons. En pratique, la symétrie plane est remplacée par une symétrie circulaire, ce qui permet d'éviter les effets de bout et rend le tube plus simple à construire. On a ainsi un canon annulaire produisant un faisceau tubulaire et deux peignes cylindriques interdigitaux dont les doigts sont parallèles à l'axe (*fig.* 1).

Des essais préliminaires ont été effectués sur un tube de ce type, chacun des peignes comportant trois doigts, ce qui correspond à trois longueurs d'onde sur le périmètre du faisceau. Les figures 2, 3, 4 et 5 donnent quelques images obtenues en faisant varier les divers paramètres (courant, temps de transit, différence de potentiel entre peignes, champ magnétique).

On obtient une indication tout au moins qualitative du comportement du faisceau dans les tubes M.

(*) Séance du 13 novembre 1957.

SPECTROSCOPIE. — *Spectre d'absorption de l'anhydride sulfureux aux ondes millimétriques.* Note de MM. **Raymond Wertheimer** et **Maurice Clouard**, présentée par M. Eugène Darmois.

La présente Note donne les fréquences de neuf transitions nouvellement repérées dans le spectre de rotation de l'anhydride sulfureux.

Les mesures effectuées sur le spectre de l'anhydride sulfureux concernent pour la plupart des transitions se trouvant dans la gamme des ondes centimétriques. Elles ont servi de base à plusieurs déterminations des paramètres moléculaires. La plus récente semble être celle de D. Kivelson (1) qui permet de retrouver le spectre connu dont nous avons utilisé les résultats pour l'identification des transitions que nous avons déterminées.

L'appareillage que nous avons utilisé a déjà été décrit, en détail, par l'un d'entre nous, ainsi d'ailleurs que la méthode de mesure (2). L'utilisation d'un klystron V 40 C nous a permis d'étendre la gamme du spectromètre. Nous avons groupé nos résultats en séparant chacune des branches du spectre de rotation et en désignant chaque raie par la notation classique.

Branche Q :

Transitions.	Fréquence (GHz).	Transitions.	Fréquence (GHz).
$6_{0,6} \rightarrow 6_{1,5}$.......	68,972 (10)	$12_{0,12} \rightarrow 12_{1,11}$.......	131,014 (86)
$8_{0,8} \rightarrow 8_{1,7}$.......	83,687 (88)	$10_{1,9} \rightarrow 10_{2,8}$.......	129,412 (49)
$10_{0,10} \rightarrow 10_{1,9}$.......	104,029 (43)	$12_{1,11} \rightarrow 12_{2,10}$.......	129,514 (86)

Les moyens de calcul dont nous disposons ne nous permettent pas de garantir, dans cette bande, l'identification des trois raies de fréquences les plus élevées. Des mesures ultérieures doivent établir la vérification.

Branche R :

$5_{15} \rightarrow 6_{0,6}$.......	72,758 (28)	$2_{0,2} \rightarrow 3_{1,3}$.......	104,033 (53)
$7_{1,7} \rightarrow 8_{0,8}$.......	116,980 (60)		

Nous pensons que les transitions du spectre de rotation qui se trouvent dans la gamme des ondes millimétriques permettront de vérifier avec précision les valeurs des paramètres moléculaires et nous nous efforçons d'accroître les données expérimentales dans ce domaine.

(1) *J. Chem. Phys.*, **22**, 1954, p. 904-908.
(2) R. Wertheimer, *Thèse Doctorat*, Paris, 1956, *Ann. Télécomm.*, **12**, 1957, p. 253-277.

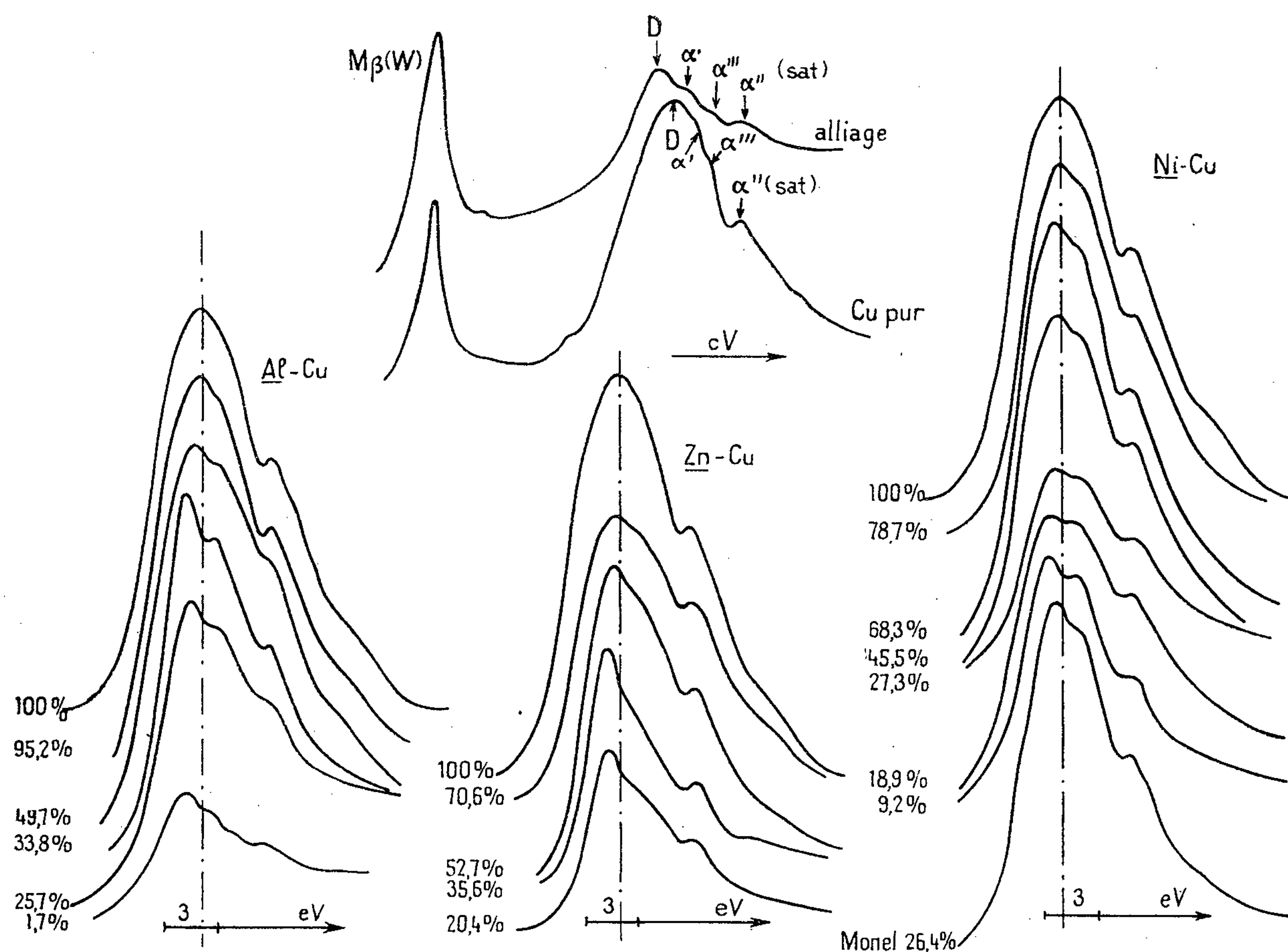
RAYONS X. — *Spectres* L *d'émission du cuivre dans différents alliages.* Note de Mme **Annie Lucasson-Lemasson**, présentée par M. Francis Perrin.

Résultats de mesures sur le spectre d'émission L du cuivre allié au nickel, au zinc et à l'aluminium.

Dans le cadre d'une étude spectrographique d'alliages, j'ai analysé les modifications de forme et de position de la bande $L\alpha$ du cuivre (transition $M_{IV,V}-L_{III}$) allié à du nickel, du zinc et de l'aluminium, par rapport à la forme et à la position de cette bande dans le cas du métal pur.

J'ai utilisé le spectrographe à focalisation, sous vide, réalisé par Y. Cauchois (1). Équipé avec une lame de gypse, sa dispersion atteint 2,1 eV/mm dans cette région spectrale. Les spectres à comparer étaient juxtaposés sur un même cliché, et les temps de pose ajustés de façon à obtenir, autant que possible le même noircissement maximum pour les bandes étudiées. Chaque cliché donnait lieu à plusieurs microphotogrammes. Les mesures ont été faites uniquement sur ces microphotogrammes. Il est à noter que pendant tout ce travail je n'ai effectué que des mesures relatives : déplacements de raies, position de structures par rapport à une raie repère. Je n'ai effectué aucune mesure absolue, et la longueur d'onde de la bande d'émission $L\alpha$ du cuivre, par exemple, a été prise égale à 13,330 Å, valeur

retenue par Cauchois et Hulubei ([2]). De même, pour repérer les déplacements des structures de la bande Lα, je n'ai cherché à obtenir que des clichés et des microphotogrammes du cuivre pur et du cuivre dans les divers alliages étudiés, bien comparables entre eux, et à effectuer mes mesures de façon reproductible, mais non nécessairement comparable à celles effectuées dans notre laboratoire à l'occasion d'autres travaux sur le cuivre pur.



Les diagrammes de solubilité du cuivre dans du nickel, du zinc ou de l'aluminium présentent une complexité croissante. Le cuivre est soluble dans le nickel en toutes proportions et j'ai étudié un grand nombre d'échantillons, de composition indiquée ci-dessous. Dans le cas des alliages cuivre-zinc, j'ai préparé des échantillons correspondant aux phases α, β, γ et ε. Dans les alliages cuivre-aluminium des modifications de largeur et de forme de la bande Lα du cuivre avaient déjà été observées par J. Farineau ([3]) de même que dans les alliages cuivre-nickel ([4]). Leur étude spectrographique avait été abordée, il y a quelques années par Y. Cauchois et pour les alliages d'aluminium cuivre à 4 % (en poids) par Y. Cauchois et A. Guinier. Des clichés communiqués par Y. Cauchois semblaient indiquer, dans certains cas, un déplacement du maximum de la bande Lα du cuivre lors de traitements thermiques, ce que mon travail a confirmé. D'autre part, j'ai vérifié, en utilisant les intensités de courant électro-

nique croissantes, ce qui provoquait des échauffements locaux croissants de l'anticathode, que les formes et des positions de Lα se modifiaient et devenaient analogues à celles obtenues à partir d'anticathodes trempées et recuites. Or, en ce qui concerne ces spectres obtenus après traitements thermiques (soit dans un four, soit à l'intérieur du spectrographe après bombardement électronique) il semble qu'il soit difficile d'être certain qu'ils se réfèrent à une phase unique et qu'il n'y ait pas composition du spectre de Al_2Cu par exemple avec celui du cuivre en solution solide. Il n'en sera pas question ici. J'ai essayé simplement d'obtenir le spectre du cuivre en solution solide. Les nombres donnés se réfèrent à des anticathodes trempées, utilisées avec des courants électroniques croissants d'un cliché à l'autre et suffisamment faibles pour qu'il n'y ait pas de l'un à l'autre de modification décelable de Lα. J'ai étudié de plus les alliages suivants (les compositions sont données en atomes % de cuivre) : 25,7 % (mélange des phases θ et K), 33,8 % (phase θ), 49,7 % (phase η), 95,2 % (Al Cu_9).

Alliages.	Composition en poids Cu (%)	Composition en atome Cu (%).	Déplacement du maximum D (eV).	Distance Dα' (eV).	Distance Dα''' (eV).	Distance D min. (eV).	Distance Dα'' (eV).	Remarques.
AlCu....	4	1,7	0,7	1,7	3,0	4,0	4,9	Trempé
	45	25,7	0,6	1,5	2,7	3,9	4,6	–
	54,7	33,8	0,7	1,6	3,1	4,1	4,7	Al_2Cu
	70	49,7	0,5	1,4	2,6	3,8	4,5	Al Cu
	89,3	95,2	0,1	1,2	2,5	3,6	4,3	Al Cu_9
NiCu.....	10	9,3	0,7	1,6	2,7	4	4,9	–
	20	18,9	0,6	1,5	2,6	3,9	4,5	–
	30	27,3	0,5	1,3	2,5	3,7	4,3	–
	47,5	45,5	0,3	1,3	2,5	3,6	4,3	–
	70	68,3	0,2	1,2	2,5	3,6	4,2	–
	80	78,7	0,1	1,1	2,5	3,4	4,1	–
	28	26,4	0,4	1,4	–	3,9	4,4	Monel
ZnCu...	20	20,4	0,6	1,4	2,7	4,3	4,8	Laiton ε
	35	35,6	0,6	1,7	3,1	4,4	5,2	» γCu_5Zn_8
	52	52,7	0,3	1,3	2,5	3,8	4,4	» β
	70	70,6	0,2	1,2	2,5	3,6	4,3	» α
Cu......	–	–	0	1,1	2,4	3,4	4,1	–

Le tableau ci-dessus rassemble les résultats obtenus. Les valeurs données correspondent à des moyennes. L'incertitude probable sur les mesures de déplacements et sur les distances des structures à la raie mère est de 0,1 eV sauf sur la structure α''', moins apparente où elle atteint 0,2 eV. Il est à noter que les déplacemants du maximum de la raie d'émission Lα que j'ai observés ont toujours lieu vers les faibles énergies quand on passe du

cuivre pur aux alliages. Dans les microphotogrammes relatifs aux alliages, on remarque du côté des grandes énergies par rapport au maximum $L\alpha$, trois structures principales. Les deux premières correspondraient bien aux structures α' et α''' [notation de Gwinner ([5])] de la bande du cuivre. La troisième faisant suite à un minimum correspondrait au premier satellite α'''. Mais ces structures sont toujours beaucoup plus apparentes dans les alliages que dans le cuivre pur.

Dans le cuivre pur et les alliages étudiés, la discontinuité d'émission est masquée par les structures. Il est, en principe, possible de localiser cette discontinuité d'après la discontinuité d'absorption L_{III}. Mais dans ce domaine spectral, les alliages doivent être préparés en couches minces d'épaisseur inférieure au micron, ce qui ne va pas sans difficulté ou impossibilité dans certains cas. Ce travail a donc dû être complété par l'étude des spectres d'absorption K des alliages cités.

([1]) *J. Phys. Rad.*, 6, 1945, p. 89.
([2]) *Tables de Constantes et données numériques*, I, 1957.
([3]) J. Farineau, *J. Phys. Rad.*, 7e série, 10, 1939, p. 327.
([4]) J. Farineau et M. Morand, *J. Phys. Rad.*, 7e série, 9, 1938, p. 447.
([5]) Z. *Phys.*, 1938, p. 523.

LUMINESCENCE. — *Renforcement par les champs électriques de la sensibilité aux rayons X de certains produits luminescents et « photo-électroluminescence ».* Note de M. **Georges Destriau**, présentée par M. Eugène Darmois.

L'auteur étudie les ondes de luminance obtenues avec divers déphasages entre champ électrique et impulsions de rayons X, les résultats semblent mettre en doute l'hypothèse de Cusano-Williams attribuant le phénomène de renforcement des champs électriques à une électroluminescence contrôlée par les radiations.

Certains produits luminescents présentent la propriété remarquable d'avoir leur sensibilité aux radiations excitatrices de courtes longueurs d'onde renforcée par les champs électriques. Cet effet renforçateur, observé d'abord sur les substances telles que CdS, ZnS : Mn dispersées dans le diélectrique d'un condensateur dont les armatures sont soumises à une différence de potentiel alternative afin d'éviter les effets de polarisation ([1]), a été retrouvé sur des pellicules de même nature déposées par des procédés thermiques avec électrodes au contact ([2]); dans ce dernier cas il est alors possible d'opérer en tension constante.

Dans les deux cas on obtient toujours un renforcement si l'irradiation est faite par un faisceau de rayons X mais, par contre, si l'irradiation est faite par les rayons ultraviolets, on obtient toujours un renforcement dans le deuxième cas (électrodes au contact) et, dans le premier cas, soit un

renforcement, soit une extinction, suivant l'intensité du faisceau excitateur ultraviolet ([3]).

Cusano et Williams attribuent cet effet de renforcement à une électroluminescence contrôlée par l'irradiation, le rôle de celle-ci étant d'accroître la population en électrons libres susceptibles d'être accélérés par le champ et, dans le cadre de cette hypothèse, ils proposèrent le terme de « Photo-électroluminescence » pour désigner le phénomène.

Ce point de vue n'est pas le nôtre et il a déjà fait l'objet de diverses discussions, notamment au récent Congrès de Paris sur la luminescence des solides inorganiques ([4]). Les résultats nouveaux que j'apporte ci-après me paraissent peu favorables à l'hypothèse de Cusano-Williams.

La substance (CdS, ZnS : Mn) est dispersée dans le diélectrique d'un condensateur dont les électrodes sont soumises à une différence de potentiel sinusoïdale de fréquence 50 Hz. L'irradiation est produite par un petit générateur de rayons X demi-onde mais alimenté sous une fréquence exactement double (100 Hz). Dans ces conditions il y a deux émissions lumineuses durant chaque cycle de variation de la tension appliquée entre les armatures du condensateur, autrement dit il y a une émission lumineuse (excitation par les rayons X) tous les centièmes de seconde, soit donc autant d'émissions lumineuses que de maxima de tension sur la cellule. Un système déphaseur permet de décaler les maxima de luminance sur les maxima de la tension appliquée au condensateur.

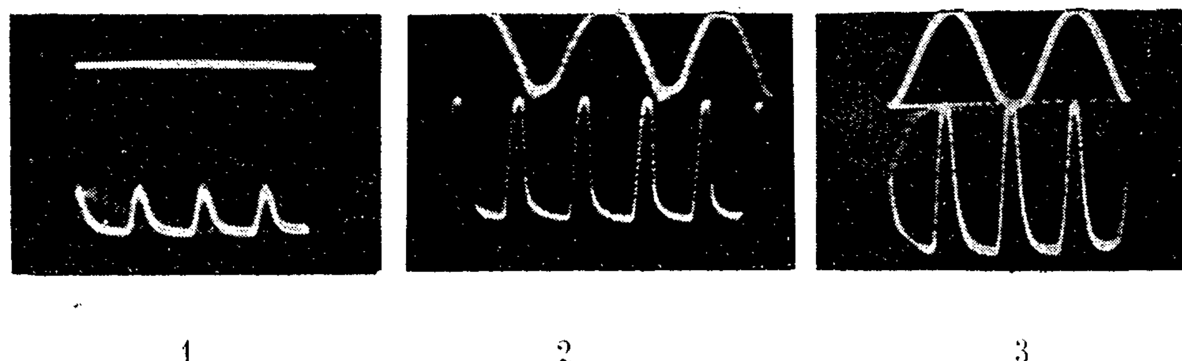


Fig. 1. — Effet d'un déphasage entre l'onde de luminance et l'onde de tension dans l'effet électrorenforçateur.

Cliché de gauche : Onde de luminance normale excitée par un faisceau périodique de rayons X (impulsions).

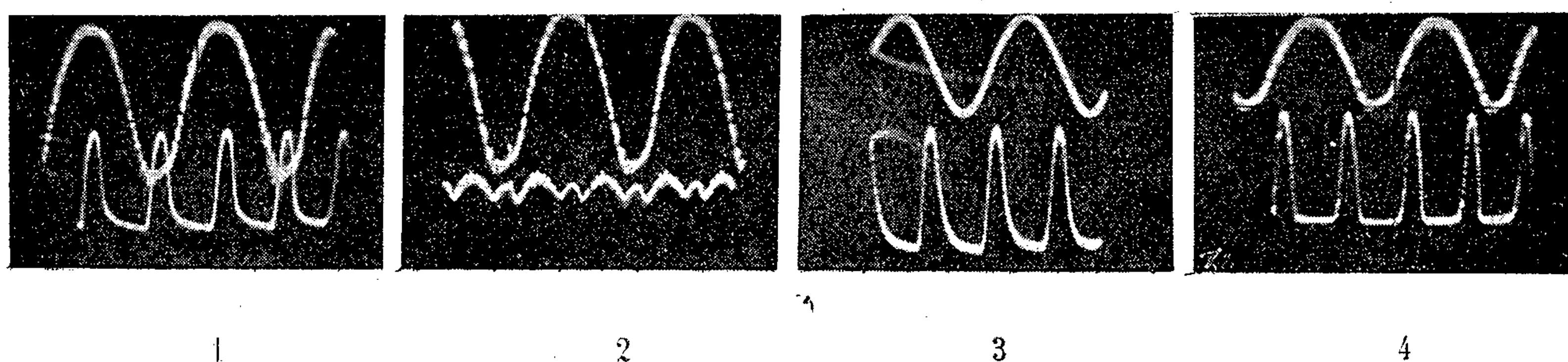
Cliché du milieu : Effet de renforcement obtenu lorsque l'onde de tension (sinusoïde supérieure) est en quadrature avec l'onde de luminance.

Cliché de droite : Effet de renforcement obtenu lorsque l'onde de tension (sinusoïde supérieure) est en phase avec l'onde de luminance.
Quel que soit le décalage de l'onde de luminance sur l'onde de tension, l'effet reste net.

On constate que l'effet de renforcement apparaît, bien que très légèrement réduit, même lorsque les maxima de tension sont en quadrature sur les impulsions lumineuses excitées par le générateur de rayons X (*fig.* 1). En outre, l'onde de luminance reste simple. Il ne saurait donc s'agir d'une

électroluminescence contrôlée par les radiations puisque, dans ce cas, les maxima de luminance se présentent précisément au moment où le champ accélérateur est nul. S'il s'agissait d'un phénomène d'électroluminescence provoqué par l'accélération d'électrons libérés par l'irradiation on devrait observer dans ce cas (quadrature) un premier maximum normal de luminance provoqué par l'émission X au moment où la tension appliquée à la cellule passe par zéro suivi d'un deuxième maximum (émission provoquée d'électroluminescence) au moment où la tension appliquée à la cellule est maximum.

Les résultats sont tout à fait différents dans l'effet inverse, mais plus habituel d'extinction; ici le phénomène n'apparaît qu'à la condition expresse que les impulsions lumineuses soient en phase avec les maxima de tension. Avec un montage identique au précédent dans lequel l'activateur, manganèse, a été remplacé par l'argent (sulfure de zinc présentant le phénomène d'extinction), les résultats sont représentés sur la figure 2.



1 2 3 4

Fig. 2. — Effet d'un déphasage entre l'onde de luminance et l'onde de tension dans l'effet électroextincteur. On a, de gauche à droite :

Cliché 1 : Onde de tension (sinusoïde supérieure) et onde de luminance normale (courbe inférieure) en phase, la tension n'étant pas appliquée à la cellule.

Cliché 2 : Extinction obtenue lorsque la tension « en phase » (positions relatives précédentes) est appliquée sur la cellule.

Cliché 3 : Onde de tension et onde de luminance normale en quadrature, la tension n'étant pas appliquée sur la cellule.

Cliché 4 : Effet obtenu lorsque la tension « en quadrature » (présentation précédente du cliché 3) est appliquée sur la cellule. Il n'y a pratiquement pas d'effet extincteur, noter seulement un léger aplatissement du niveau inférieur de l'onde de luminance dû à l'affaiblissement de la légère phosphorescence résiduelle entre deux impulsions successives de rayons X, phosphorescence résiduelle qui se présente alors, dans ce cas, aux époques de champ maximum.

L'effet extincteur est donc très sensible au décalage onde de luminance sur onde de tension.

Il me paraît intéressant de rappeler, pour terminer, l'effet de mémoire récemment observé dans le phénomène de renforcement ([5]) et qui ne s'accorde pas, lui non plus, avec l'hypothèse de Cusano-Williams. La persistance de l'effet photoélectrique dans CdS, après fin d'irradiation, n'est guère que de quelques secondes, tandis que l'effet de mémoire persiste durant plusieurs heures et même durant plusieurs jours. Après de tels temps de repos il me paraît difficile de parler d'une électroluminescence contrôlée par l'irradiation.

(1) G. et M. Destriau, *Congrès de l'Electrochemical Society*, 2 au 6 mai 1954, Chicago (Abstract n° 39).

(2) D. A. Cusano, *Phys. Rev.*, 98, 1955, p. 546; F. E. Williams, *Phys. Rev.*, 98, 1955, p. 547.

(3) H. Gobrecht et H. E. Gumlich, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 754.

(4) G. Destriau, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 745.

(5) G. Destriau, *Société Allemande de Physique*, Berlin, 8, 15 mars 1957 p. 15.

PHYSIQUE CORPUSCULAIRE. — *Sur la mesure automatique de la dispersion (scattering) dans les émulsions nucléaires.* Note (*) de Mme **Violette Brisson-Fouché**, présentée par M. Louis Leprince-Ringuet.

Un appareil a été réalisé pour effectuer automatiquement les calculs nécessaires à la mesure de la dispersion (scattering) des traces dans les émulsions nucléaires. Il est prévu pour la méthode dite de la flèche (1) avec élimination de la dispersion (scattering) parasite entre deux cellules différentes dont l'une est double de l'autre.

La mesure s'effectue comme à l'ordinaire, l'opérateur alignant à chaque cellule le fil du réticule sur la trace; mais il n'a pas besoin de noter les ordonnées successives y_n (comptées perpendiculairement à la direction générale de la trace). L'appareil donne en fin de mesure $\Sigma|D_{n,s}|$ et $\Sigma|D_{n,2s}|$, sommes des valeurs absolues des différences secondes des y_n sur les cellules s et $2s$ respectivement (s est la longueur de la petite cellule), ainsi que le nombre de cellules qui permet d'en déduire les valeurs moyennes $\langle|D_s|\rangle$ et $\langle|D_{2s}|\rangle$. L'angle moyen de dispersion entre cordes est alors immédiatement donné par la formule habituelle

$$\alpha_c = a[(\langle|D_{2s}|\rangle)^2 - (\langle|D_s|\rangle)^2]^{\frac{1}{2}}[(2s)^3 - s^3]^{-\frac{1}{2}} \text{ degrés}/100\ \mu.$$

a, coefficient dépendant du microscope et de l'oculaire.

L'ensemble de l'appareil est schématisé sur la figure 1.

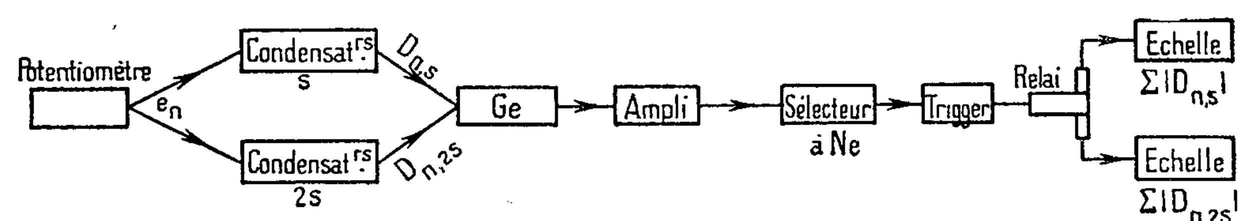


Fig. 1.

Principe. — *Premières différences.* — Un potentiomètre alimenté par une batterie d'accumulateurs est monté sur l'axe du tambour de l'oculaire; son curseur est solidaire du réticule mobile. Son corps peut tourner indépendamment du curseur, ce qui permet, après chaque pointé, de ramener le point milieu, relié à la masse, en contact avec le curseur. On obtient ainsi à chaque

mesure une tension proportionnelle aux premières différences $e_n = y_{n-1} - y_n$, en valeur algébrique.

Deuxièmes différences. — *a. Cellule simple.* — Il s'agit d'obtenir des tensions proportionnelles à $D_{n,s} = e_{n-1} - e_n$. Deux disques de plexiglas sont placés face à face. Le premier porte quatre condensateurs C_1, C_2, C_3, C_4 de même capacité (*fig.* 2*a*). Grâce à un petit moteur, il effectue un demi-tour après chaque pointé, puis s'arrête. Le deuxième disque est fixe et porte des plots sur lesquels viennent passer des balais argentés portés par le premier disque. Ces plots, dont l'un est relié au potentiomètre, sont disposés de manière à effectuer les opérations suivantes au cours de la rotation :

1° C_1 et C_4 se chargent à $+e_n$ et $-e_n$ respectivement.

2° C_3, précédemment chargé à e_{n-1}, et C_4 sont mis en parallèle.

C_3 et C_4 ont alors chacun la charge $(1/2)(e_{n-1} - e_n) = (1/2) D_{n,s}$.

3° C_4 est chargé dans un circuit analyseur.

4° C_3 et C_4 sont mis à la masse.

C_1 se trouve alors chargé à $+e_n$, C_2, C_3 et C_4 sont déchargés. Au cours du demi-tour suivant, C_2 et C_3 se chargent à $+e_{n+1}$ et $-e_{n+1}$, C_1 et C_2 se mettent en parallèle, et C_1, alors chargé à $(1/2)(e_n - e_{n+1}) = (1/2) D_{n+1}$, est déchargé dans le circuit d'analyse. Et ainsi de suite.

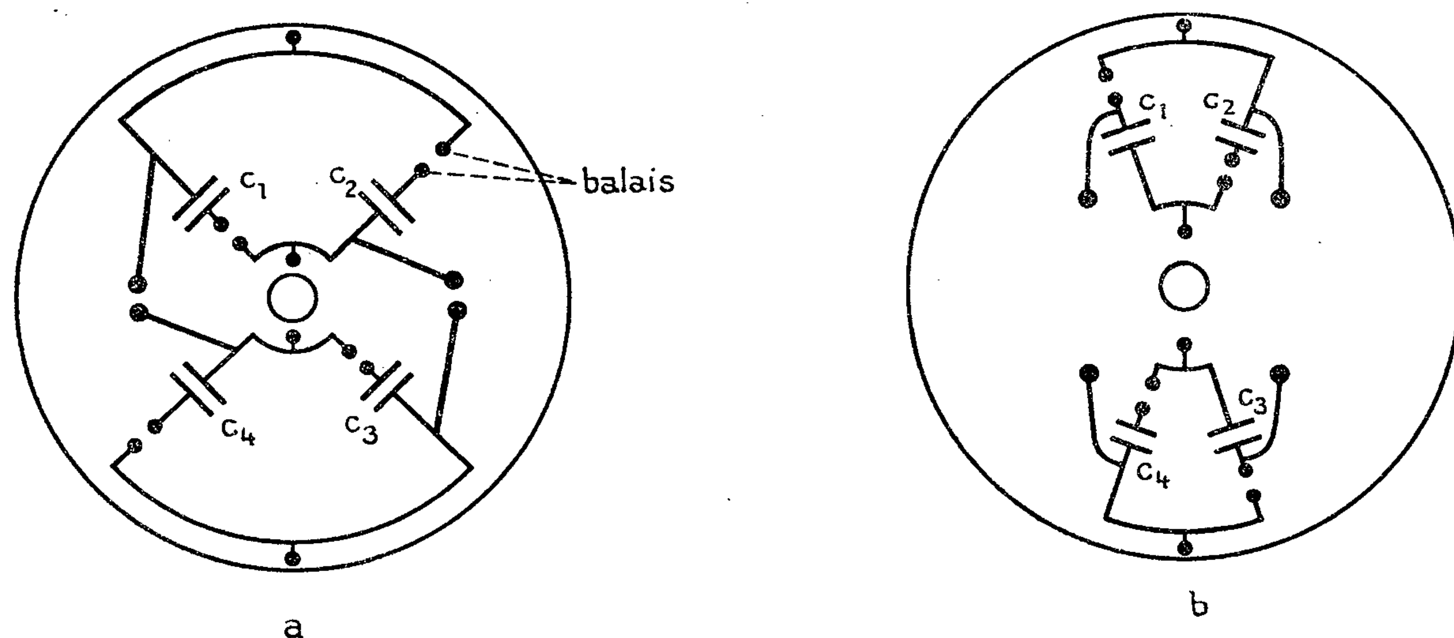


Fig. 2.

b. Cellule double. — On veut obtenir $D_{n,2s} = (e_{n-3} + e_{n-2}) - (e_{n-1} + e_n)$. Le dispositif est analogue au précédent, avec deux disques et quatre condensateurs de même valeur (*fig.* 2*b*), mais le disque mobile ne tourne que d'un quart de tour à chaque pointé. Les plots du disque fixe sont disposés de façon à effectuer les opérations suivantes :

Premier quart de tour : C_1 est chargé à $+e_{n-1}$.

Deuxième quart de tour : *a.* C_2 se charge à $+e_n$;

b. C_1 et C_2 se mettent en parallèle, chacun prend la charge $(e_{n-1} + e_n)/2$;

c. C_1 et C_4 [ce dernier chargé à $(1/2)(e_{n-3} + e_{n-2})$ au cours des rotations

précédentes] se mettent en parallèle avec leurs pôles inversés, chacun prend la charge $(1/4)\,D_{n,2s}$ que l'on envoie dans le circuit analyseur.

d. C_3, C_4 et C_1 sont mis à la masse;

C_1, C_3 et C_4 sont maintenant déchargés. C_2 conserve la charge $(1/2)(e_{n-1}+e_n)$. Pendant le troisième quart de tour, C_3 se charge à $+e_{n+1}$; pendant le quatrième, C_4 se charge à $+e_{n+2}$, C_3 et C_4 sont mis en parallèle, ainsi que C_2 et C_3 qui prennent la charge $[(e_{n-1}+e_n)-(e_{n+1}+e_{n+2})]/4=D_{n+2,2s}$; C_4 conserve sa charge qui servira au sixième quart de tour.

On obtient donc une valeur de $D_{n,2s}$ tous les deux pointés (méthode sans chevauchements).

Circuit de décharge. — *a.* Il faut d'abord prendre la valeur absolue de la décharge. On utilise un pont de diodes au germanium montées comme l'indique la figure 3. Selon le signe de la charge du condensateur, la décharge se fait à travers l'une ou l'autre branche du pont; elle est toujours positive à la sortie.

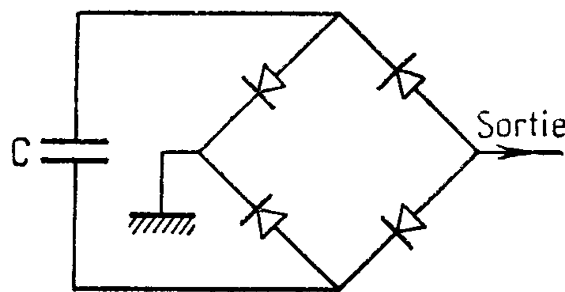


Fig. 3.

b. L'impulsion de décharge passe ensuite à travers un amplificateur à courant continu, dont la linéarité et la fidélité ont été vérifiées.

c. On enregistre la valeur de cette décharge en la transformant en un nombre d'impulsions proportionnel à sa hauteur. Dans ce but, 30 néons sont réunis par une de leurs bornes à l'arrivée de l'impulsion de décharge et par l'autre à un pont de résistances donnant des tensions croissant de 4 V en 4 V. La différence de potentiel aux bornes du premier néon est réglée à 4 V en dessous de sa tension d'allumage. Lorsque l'impulsion de décharge, dont le front de montée est un peu oblique à cause des selfs parasites, atteint $4n$ volts, n néons s'allument successivement. L'établissement du courant dans chaque néon donne une impulsion.

L'alimentation du potentiomètre et le gain de l'amplificateur sont réglés de façon telle que l'unité de D (comptée en divisions du tambour de l'oculaire) corresponde à 4 V dans l'impulsion de décharge. Le nombre d'impulsions venant des néons à chaque pointé est alors égal à $|D|$ tant que $|D|\leq 30$; en pratique $D>30$ correspond à des grands angles exceptionnels et repérables à vue.

Comptage. — Les impulsions d'allumage des néons sont mises en forme, puis envoyées dans deux échelles, commandées par un relais. A la fin de la mesure,

on a dans une échelle $\Sigma|D_{n,s}|$ et dans l'autre $\Sigma|D_{n,2s}|$. Un compteur mécanique enregistrant le nombre de cellules permet d'obtenir $<|D_{n,s}|>$ et $<|D_{n,2s}|>$.

Pour vérifier la précision et la fidélité de l'appareil on a répété 34 fois une même mesure composée de 35 valeurs de y. L'angle à obtenir était $\alpha = 0,212^{\circ}/100\,\mu$. La moyenne des 34 mesures a donné : $\alpha = 0,213^{5} \pm 0,011$, correspondant à une dispersion de 5,2 %, petite devant l'erreur statistique qui est de 20 %.

(*) Séance du 13 novembre 1957.

(1) K. GOTTSTEIN, M. G. K. MENON, J. H. MULVEY, C. O'CEALLAIGH et O. ROCHAT, *Phil. Mag.*, 1951, p. 42-708.

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Séparation chromatographique sur papier des anions minéraux contenant du soufre.* Note de Mlle **YVETTE SERVIGNE** et M. **CLÉMENT DUVAL**, présentée par M. Georges Chaudron.

Étude préliminaire de la séparation chromatographique sur papier, soit avec le mélange butanol-eau, soit avec le mélange isopropanol-eau, de divers anions contenant du soufre.

Nous avons entrepris une étude de séparation rapide des anions suivants, sur quelques microgrammes : S^{--}, SH^{-}, SO_3^{--}, $S_2O_5^{--}$, SO_4^{--}, SO_4H^{-}, $S_2O_7^{--}$, $S_2O_3^{--}$, $S_2O_6^{--}$, $S_4O_6^{--}$, $S_2O_8^{--}$. L'étude des dithionites (hydrosulfites), trithionates et pentathionates, hexathionates et de l'acide de Caro a été réservée.

Jusqu'ici nous avons opéré par chromatographie ascendante et unidimensionnelle sur papier d'Arches 302, avec des durées d'ascension de 16 h (temps qui a été trouvé le plus favorable). Les deux dissolvants utilisés sont des mélanges n-butanol 75 % + eau 25 %, d'une part et isopropanol 75 % + eau 25 % en volume, d'autre part, tout au moins parmi ceux qui nous ont donné des résultats acceptables. La distinction et le repérage des taches se fait par vaporisage des réactifs suivants :

Solution de fuchsine acide à 0,02 % dans l'eau pour les sulfites;

Solution aqueuse de nitrate d'argent à 1 % environ pour les sulfures; les ions $S_2O_5^{--}$, SO_4^{--}, $S_2O_6^{--}$, SO_4H^{-}, $S_4O_6^{--}$, $S_2O_7^{--}$ ont été révélés par une nouvelle technique, car les réactions proposées jusqu'ici sur papier ne montrent pas assez de sensibilité : on utilise une solution saturée de benzidine dans l'éthanol puis, aussitôt, une solution de permanganate de potassium N/100 environ; les anions donnent alors une tache bleue sur fond brun; la limite de sensibilité observée est 5 μg dans une goutte de 0,01 ml. Remarquons que la

goutte d'eau pure prise pour témoin permet d'observer entre benzidine et permanganate, une coloration bleue très faible mais qui se trouve considérablement renforcée par la présence de sulfate, par exemple. La sensibilité de cette réaction diminue légèrement quand le sulfate a été mis au contact du dissolvant dans la cloche chromatographique.

Les thiosulfates se révèlent avec une solution de chlorure de fer-III à 1 % environ et une solution de fer-III cyanure de potassium de même concentration, ce qui fournit une tache bleu vert. Pour le cas des persulfates, il suffit de vaporiser, d'après une réaction bien connue, une solution de benzidine à 0,05 % dans l'acide acétique dilué.

A l'aide du dissolvant butanol-eau, nous avons mesuré le R_f dans le cas de divers sels alcalins et nous avons constaté que seuls les ions $S_2O_8^{--}$ et $S_2O_7^{--}$ avaient migré; les ions SO_3^{--} et $S_4O_6^{--}$ n'accusaient qu'une montée insignifiante et tous les autres présentaient un R_f nul. On peut donner le tableau suivant comme résultat d'un grand nombre d'essais, pour les ions pris individuellement:

Ions....	SO_4^{--}	$S_2O_3^{--}$	$S_2O_8^{--}$	$S_2O_6^{--}$	SO_3^{--}	S^{--}	$S_2O_5^{--}$	SO_4H^-	$S_4O_6^{--}$	$S_2O_7^{--}$
R_f.....	0	0	0,36	0	0,03	0	0	0	0,02	0,57

Il est donc facile de distinguer le persulfate du pyrosulfate et de tous les autres ions à base de soufre, en particulier du sulfate. Pour obtenir des taches circulaires, nous conseillons d'opérer avec des solutions à 0,1 % environ.

Avec le dissolvant isopropanol-eau, en utilisant des solutions allant de 0,25 à 1 %, on observe que cette fois, les sulfates se distinguent des hydrogénosulfates, que les sulfites et les sulfates tout en se déplaçant restent toujours au-dessous des persulfates et en sont nettement séparés; par contre, ces derniers ne sont plus séparés des pyrosulfates; On trouve en effet les nombres du tableau suivant :

Ions...	SO_4^{--}	$S_2O_3^{--}$	$S_2O_8^{--}$	$S_2O_6^{--}$	SO_3^{--}	S^{--}	$S_2O_5^{--}$	SO_4H^-	$S_4O_6^{--}$	$S_2O_7^{--}$
R_f.....	0,43	0,35	0,50	0,38	0,11	0,32	0,34	0,33	0,39	0,51

qui montre trois régions principales pour les taches, soit R_f 0,11, 0,35 et 0,50. Les résultats paraissent donc encore incomplets et il faut, de toute nécessité, essayer de nouveaux solvants; cependant, il faut remarquer que tous les ions étudiés ici ne peuvent se trouver mélangés dans la même goutte par suite de leur antagonisme et ainsi le problème global se trouve simplifié de ce fait.

(Laboratoire de Recherches microanalytiques de l'École Nationale Supérieure de Chimie, Paris.)

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur le di-iodure de niobium.*
Note de M. **Marcel Chaigneau**, présentée par M. Paul Lebeau.

Il existe un di-iodure de niobium NbI_2 obtenu en réduisant le tri-iodure NbI_3 par l'hydrogène.

Un sous-iodure de niobium a été obtenu par F. Kötösy [1] en décomposant le pentaiodure par la chaleur. Cet auteur propose, pour ce composé, deux formules probables : $Nb_6 I_{14}$ et $Nb_2 I_5$ et fait remarquer que cette dernière permettrait de le considérer comme un mélange de $Nb I_3$ et de $Nb I_2$.

Le triiodure que nous employons pour nos recherches est préparé par action de l'iodure d'aluminium fondu sur le pentoxyde de niobium [2].

Un courant d'hydrogène pur est dirigé sur la prise d'essai de triiodure contenue dans une nacelle en quartz, elle-même placée dans un tube en silice. Un four électrique tubulaire maintient ce dernier à une température homogène pouvant atteindre 1 000°.

L'iode et l'acide iodhydrique dégagés au cours de la réaction sont retenus par deux absorbeurs soudés au tube expérimental, chacun d'eux contenant 25 ml d'un mélange constitué par 35 ml d'une solution aqueuse de carbonate de sodium à 2,5 % et de 15 ml d'eau oxygénée à 6 % en volume.

La réduction commence vers 300° mais à cette température l'équilibre n'est atteint que par un chauffage très prolongé. Par contre, si l'on opère à 300° pendant 5 h, puis que l'on passe à 400° pendant 6 h, le dégagement d'iode et d'acide iodhydrique est terminé et la nacelle renferme alors un nouveau composé cristallisé, répondant à la formule : $Nb I_2$, de couleur gris-noir. Nous avons rassemblé dans le tableau suivant les résultats de plusieurs expériences.

		I.	II.	III.	IV.
Prise d'essai de NbI_3		2,1235	1,3015	0,7875	0,8832
Poids de NbI_2 obtenu		1,5752	0,9477	0,5280	0,6379
% d'iode total dégagé		28,4	27,1	27,0	27,4
Composition de NbI_2	Nb %	26,2	26,5	26,4	26,6
	I_2 %	71,4	73,6	–	73,1

(Calculé % pour NbI_2 : Nb 26,79; I_2 73,21)

Ce diiodure de niobium a une densité de 5,17-5,18 (14°) prise dans un éther de pétrole de poids spécifique déterminé. Il est insoluble dans les solvants organiques usuels : acétone, benzène, chloroforme, dioxane, éthanol, éther, éther de pétrole, méthanol, sulfure de carbone et tétrachlorure de carbone. Il est très lentement décomposé par l'eau et l'ammo-

niaque à froid, plus rapidement à chaud, en donnant du pentoxyde de niobium. Par contre, les acides chlorhydrique et nitrique agissent rapidement alors que l'acide sulfurique n'agit à une vitesse appréciable qu'à partir de 100°.

Par chauffage dans l'hydrogène entre 400 et 1 000°, le diiodure de niobium subit une réduction complète en donnant l'hydrure de formule Nb H. L'iode libéré correspond à 72,9-72,4-72,8 % de la prise d'essai de diiodure (calculé % pour $Nb I_2$: iode 73,21). D'autre part, le résidu représente 27,3-27,2 % de la prise d'essai (calculé % pour $Nb I_2$: Nb 26,79 et Nb H 27,56).

La composition de cet hydrure a été confirmée par le dosage du niobium sous forme de pentoxyde et par celui de l'hydrogène. Pour réaliser cette dernière détermination, l'hydrure a été attaqué par le sulfate acide de potassium fondu [3], sous vide préalable. Le volume d'hydrogène contenu dans les gaz recueillis, après refroidissement, correspondait à la quantité de cet élément combiné au niobium dans Nb H.

En résumé, la réduction du triiodure de niobium par l'hydrogène de 300 à 400° conduit au diiodure de formule $Nb I_2$ dont nous venons de donner quelques propriétés.

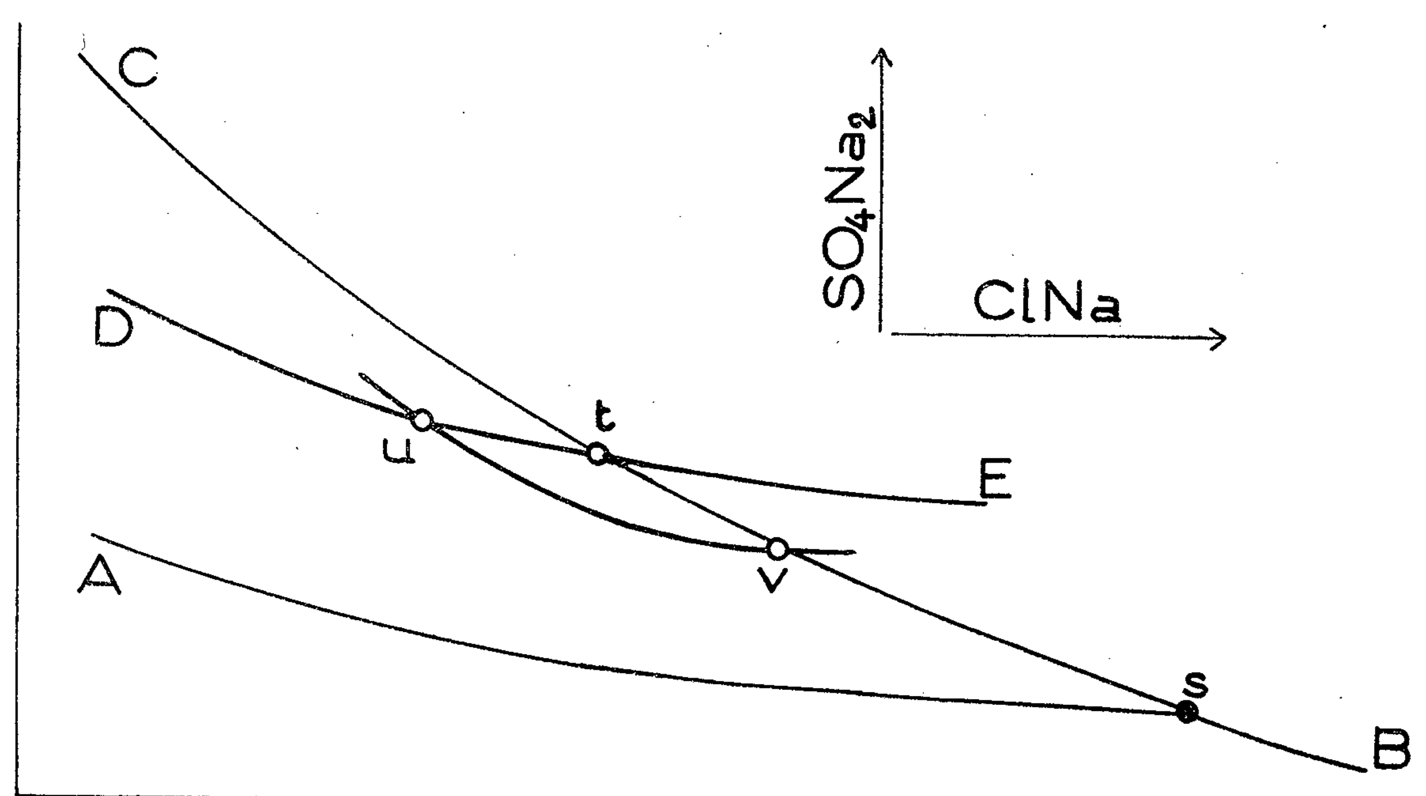
(1) *J. Amer. Chem. Soc.*, 61, 1939, p. 838.
(2) M. Chaigneau, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 263; *Bull. Soc. Chim.*, 1957, p. 886.
(3) Marignac, *Comptes rendus*, 66, 1868, p. 180.

CHIMIE MINÉRALE. — *Déshydratation ménagée de l'hydrate* SO_4Na_2, $7 H_2O$ *en solution aqueuse*. Note (*) de M. **Pierre Silber**, présentée par M. Louis Hackspill.

L'étude des équilibres métastables dans le système ternaire $H_2O—ClNa—SO_4Na_2$ permet de caractériser l'existence d'un nouvel hydrate secondaire du sulfate de sodium : SO_4Na_2, $6 H_2O$.

Les études de solubilité qui intéressent des équilibres métastables sont peu nombreuses. C'est ainsi qu'aucun système faisant intervenir l'hydrate SO_4Na_2, $7 H_2O$ ne semble avoir été établi. Une telle étude présente pourtant un intérêt certain. On sait qu'à la suite d'une modification de la composition de la solution ternaire qui la renferme, une phase solide hydratée peut perdre de son eau, et qu'en fait on dispose alors d'une méthode de déshydratation par voie humide très souple et moins brutale que la méthode classique par voie sèche [1]. De plus, les différents stades que la déshydratation peut manifester sont aisément repérés par détermination de la composition des phases solides au moyen de la méthode des restes, applicable en système ternaire.

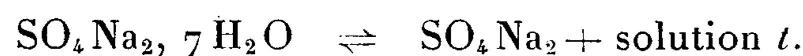
Nous avons donc entrepris l'étude de la déshydratation de l'hydrate SO_4Na_2, $7\,H_2O$ en solution aqueuse ternaire de sulfate et de chlorure de sodium. Le chlorure de sodium a été choisi comme troisième constituant parce qu'il ne risquait guère de compliquer les équilibres, et surtout parce que son dosage précis est facile. Il importe en effet de connaître avec la meilleure précision possible la composition des solutions et celle des restes qui leur correspondent afin de faciliter l'identification des phases solides par la méthode graphique d'analyse indirecte. Notre étude est limitée à la température de 20° C, voisine de l'ambiante, pour limiter le nombre des difficultés d'ordre expérimental. Nos équilibres étant tous métastables, il suffit d'un germe de sulfate de sodium décahydraté, ou d'un sel isomorphe; pour les détruire. Le mode de représentation généralement adopté pour une coupe isotherme d'un système ternaire de solubilité est le triangle rectangle dans lequel le sommet privilégié de l'angle droit est réservé au point qui figure le solvant. Notre figure se conforme à cet usage, mais elle n'est pas tracée à échelle. Elle schématise simplement les équilibres remarquables.



Rappelons tout d'abord que suivant la teneur en chlorure des solutions, les équilibres stables font intervenir soit le sel de Glauber (branche A*s*), soit le sulfate anhydre (branche *s*B). Ces deux solides coexistent au sein de solution constante *s* ([2]).

Le sulfate anhydre, métastable en toute solution titrant moins de chlorure que la solution *s*, se maintient néanmoins comme phase solide jusqu'à des teneurs voisines de 1 g de chlorure pour 100 g de solution saturée (branche C*s*). Sa solubilité, rapportée à 100 g d'eau, dépasse alors 50 g alors que celle du décahydrate n'est que de 19 g dans les mêmes conditions.

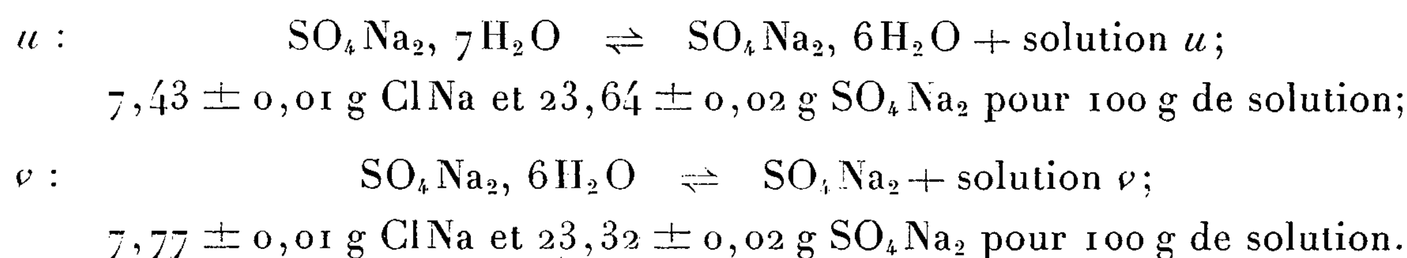
La branche DE figure la ligne de saturation de l'heptahydrate. Le point t correspond à la déshydratation de ce dernier selon l'équilibre :



$$SO_4Na_2, 7H_2O \rightleftharpoons SO_4Na_2 + \text{solution } t.$$

Ses coordonnées sont : $7,71 \pm 0,01$ g NaCl et $23,40 \pm 0,02$ g SO_4Na_2 pour 100 g de solution.

L'heptahydrate doit être labile par rapport au sulfate anhydre dans les solutions qui renferment plus de chlorure que la solution constante t (branche tE). Pourtant, sa déshydratation se déclenche avec des retards qui peuvent dépasser un mois. Au cours d'une transformation lente qui nécessite six semaines d'agitation en moyenne, le système peut évoluer jusqu'en t. Mais il peut tout aussi bien donner naissance à deux nouvelles solutions constantes, u et v, caractérisées comme suit :



u : $$SO_4Na_2, 7H_2O \rightleftharpoons SO_4Na_2, 6H_2O + \text{solution } u;$$
$7,43 \pm 0,01$ g ClNa et $23,64 \pm 0,02$ g SO_4Na_2 pour 100 g de solution;

v : $$SO_4Na_2, 6H_2O \rightleftharpoons SO_4Na_2 + \text{solution } v;$$
$7,77 \pm 0,01$ g ClNa et $23,32 \pm 0,02$ g SO_4Na_2 pour 100 g de solution.

Comme dans nos conditions expérimentales les solutions constantes ne peuvent correspondre qu'à des équilibres invariants, les vérifications qui les concernent sont immédiates. Il suffit de modifier leur composition en élevant, par exemple, leur teneur en chlorure. Une fois l'équilibre rétabli, elles doivent retrouver leur composition initiale par suite de la déshydratation de la phase solide riche en eau qu'elles renferment. A chaque stade de cette déshydratation, des analyses de restes renseignent sur la composition globale des phases solides restantes. L'opération inverse, hydratation progressive de la phase solide pauvre en eau, se réalise de la même manière mais en abaissant cette fois le titre en chlorure des solutions. Les trois solutions constantes, t, u et v, ont fait l'objet de telles vérifications, par hydratation et par déshydratation. Notons, en particulier, qu'aux erreurs expérimentales près, la composition des solutions u et v reste inchangée tant que la teneur moyenne en eau est comprise entre 7 et 6 moles/mole de sulfate pour les solides de la solution u, entre 6 et 0 moles d'eau par mole de sulfate pour les solides de la solution v. Le nouvel hydrate SO_4Na_2, $6H_2O$ se trouve donc nettement caractérisé par les deux solutions constantes qui limitent sa ligne de saturation uv.

Le nouvel hydrate secondaire SO_4Na_2, $6H_2O$ ne constitue qu'un des stades possibles lors de la déshydratation ménagée de l'heptahydrate en solution aqueuse. D'autres hydrates semblent se former. Un Mémoire précisera les conditions de leur formation ainsi que les particularités dues au caractère métastable des équilibres étudiés.

(*) Séance du 13 novembre 1957.

(¹) R. ROHMER, *Ann. Chim.*, 11e série, 11, 1939, p. 611.

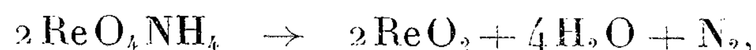
(²) A. CHRÉTIEN, *Ann. Chim.*, 10e série, 12, 1929, p. 9.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur les deux oxydes du rhénium IV*. Note de MM. **WILLIAM FREUNDLICH** et **ALFRED DESCHANVRES**, présentée par M. Louis Hackspill.

Étude du mécanisme de la pyrolyse de ReO_4NH_4 et de ReO_3. Réduction des oxydes ReO_3 et Re_2O_7 par le rhénium. Identification chimique et radiocristallographique des deux phases $ReO_{2,1}$ et ReO_2.

La thermolyse de ReO_4NH_4 met en évidence deux phases cristallines de composition $ReO_{2,1}$ et ReO_2; la première apparaît seule si la température ne dépasse pas 550°; elle donne irréversiblement la seconde au voisinage de 600°. Cette dernière phase se manifeste seule dans la réduction des oxydes de rhénium par le métal et aussi dans la dissociation de l'oxyde ReO_3.

L'analyse chimique des gaz indique que la décomposition sous vide ou sous courant de gaz inerte revient à la réaction



$$2\,ReO_4NH_4 \rightarrow 2\,ReO_2 + 4\,H_2O + N_2,$$

qui est appréciable dès 350°, et totale en 4 h, à 500°. (Une perte de rhénium, inférieure à 10 %, vaporisé comme Re_2O_7, est observée). De multiples analyses de la phase solide manifestent toutes un excès d'oxygène sur la composition ReO_2. Cette phase est caractérisée par les distances interréticulaires suivantes :

d(Å)...	3,38.	2,40.	1,69.	1,59.	1,395.	1,200.
I rel......	F	F	F	f	f	tf

En opérant sous vide, la transformation de cette phase en ReO_2 s'accompagne d'un faible départ de Re_2O_7; les essais de passage inverse même sous pression de Re_2O_7 ont échoué.

Les mélanges $Re + ReO_3$, en proportions variables, chauffés en tube scellé à 500° ne donnent la phase ReO_2 seule que pour la composition $Re + 2\,ReO_3$; pour les mélanges moins riches en rhénium, ReO_3 subsiste. C'est au contraire le rhénium qui subsiste pour les mélanges plus riches en métal.

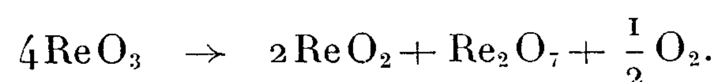
ReO_2 est caractérisé par les distances interréticulaires suivantes, qui correspondent à une structure cristalline bien différente de la précédente :

d(Å).........	3,64	2,86	2,40	2,30	2,14	1,93	1,74	1,69	1,65	1,63	1,53
I rel...........	TF	F	TF	m	tf	m	tf	F	m	m	f

Magneli (¹) a obtenu cette même phase, comme nous à partir d'un mélange $Re + ReO_3$ et il en a déterminé sa structure; système orthorhombique : $a = 4,810$, $b = 5,643$; $c = 4,601$ Å.

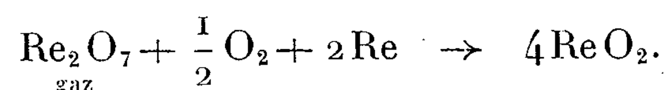
L'étude du mécanisme de cette réaction nous a montré que deux phénomènes au moins interviennent :

1° formation de ReO_2 à partir de ReO_3 seul :



$$4ReO_3 \rightarrow 2ReO_2 + Re_2O_7 + \frac{1}{2}O_2.$$

2° Réaction hétérogène gaz-solide par utilisation du Re_2O_7 vapeur et de l'oxygène libéré par la précédente :



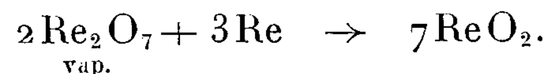
$$\underset{\text{gaz}}{Re_2O_7} + \frac{1}{2}O_2 + 2Re \rightarrow 4ReO_2.$$

En effet, la présence de ReO_2 a été détectée dans le résidu laissé par la dissociation de ReO_3 sous vide avec paroi froide sur laquelle se condense Re_2O_7, et — dans une autre expérience — par réaction en tube scellé de la phase vapeur précédemment formée ($Re_2O_7 + 1/2\,O_2$) sur le rhénium. La pyrolyse de ReO_3 n'a donc pas lieu suivant la réaction admise jusqu'a présent (²) :



$$3ReO_3 \rightarrow ReO_2 + Re_2O_7.$$

Par ailleurs, nous avons obtenu ReO_2 à partir du rhénium et de Re_2O_7 vapeur



$$2\underset{\text{vap.}}{Re_2O_7} + 3Re \rightarrow 7ReO_2.$$

En résumé, il existe deux phases cristallines voisines $ReO_{2,1}$ et ReO_2 ; la dernière seule est stable. Nous avons obtenu ReO_2 par deux chemins : à partir de ReO_3 seul, ou à partir de Re_2O_7 vapeur; dans ce cas le rhénium est nécessaire, avec ou sans présence d'oxygène.

(¹) *Acta Cryst.*, 9, 1956, p. 1038.
(²) BILTZ, WRIGGE et MEISEL, *Nachr. Gotting. Ges.*, 2, I-II, 1934, p. 163.

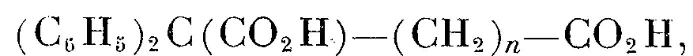
(Chimie minérale, Sorbonne.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *L'acide α.α-dipara-anisylsuccinique.* Note (*) de MM. **François Salmon-Legagneur** et **Claude Bobin**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'extension de la méthode générale de préparation des diacides α.α-diarylés au dipara-anisylacétonitrile permet l'obtention très aisée de l'acide α.α-dipara-anisylsuccinique et de nombreux dérivés fonctionnels de celui-ci.

Poursuivant des recherches sur les diacides α.α-diarylés, inaugurées par l'un d'entre nous en 1939 (¹) par la première préparation de l'acide α.α-diphénylsuccinique inconnu jusqu'à cette date, il nous a paru intéressant d'étendre la

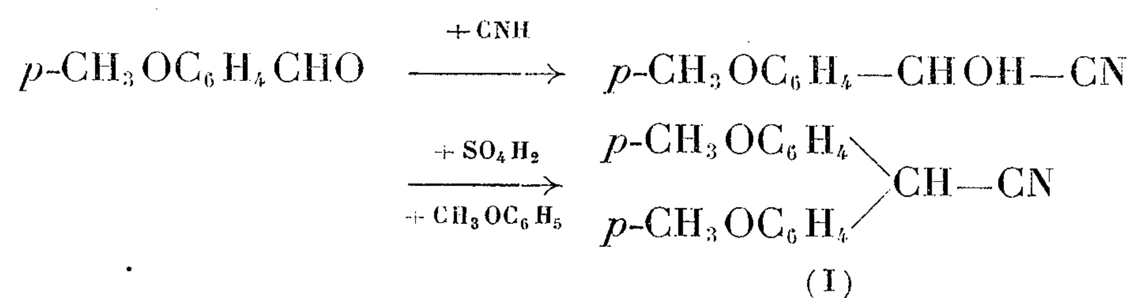
méthode générale de préparation des diacides α.α-diphénylés ([2]) du type



$$(C_6H_5)_2C(CO_2H)-(CH_2)_n-CO_2H,$$

et dont nous avons préparé tous les termes depuis $n = 1$ jusqu'à $n = 11$ inclus, à des nitriles aromatiques autres que le diphénylacétonitrile et susceptibles comme ce dernier d'être sodés par l'amidure de sodium.

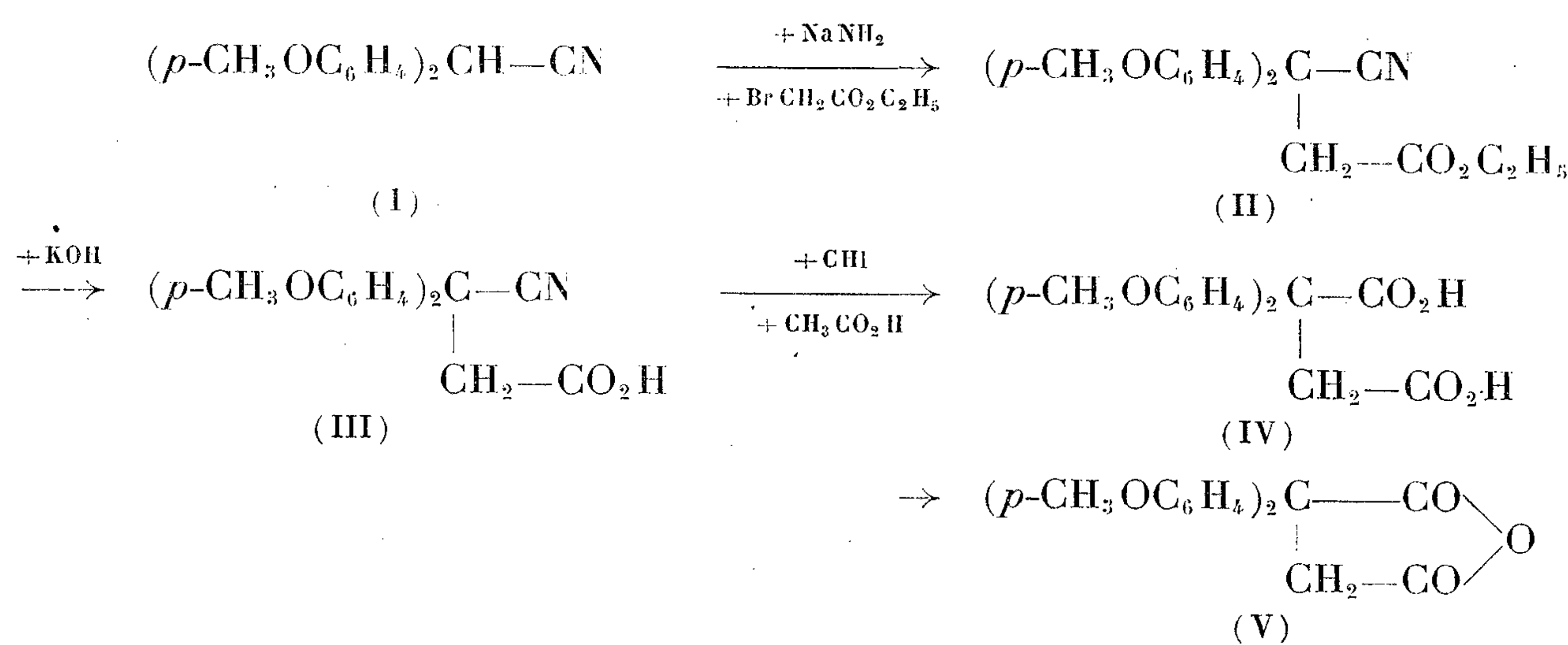
Parmi ceux-ci, l'un des plus accessibles nous a semblé être le nitrile dipara-anisylacétique préparé à partir de l'aldéhyde anisique par transformation en cyanhydrine ([3]) et condensation ensuite de cette dernière avec de l'anisol en présence de SO_4H_2 ([4]) d'après



$$p\text{-}CH_3OC_6H_4CHO \xrightarrow{+CNH} p\text{-}CH_3OC_6H_4-CHOH-CN \xrightarrow[+CH_3OC_6H_5]{+SO_4H_2} (p\text{-}CH_3OC_6H_4)_2CH-CN \quad (I)$$

Nous avons d'ailleurs pu améliorer la deuxième phase de cette préparation, souvent assez capricieuse, en utilisant de l'acide sulfurique préalablement chauffé, ce qui la rend ainsi parfaitement régulière et porte son rendement de 75 %, dans les meilleurs cas, à toujours au moins 86 %.

Le nitrile diphénylanisylacétique de F 154° se prête exactement de la même façon que le nitrile diphénylacétique à l'action, en milieu benzénique, de l'amidure de sodium et peut ensuite être transformé à l'aide de l'ester bromacétique en acide dipara-anisylsuccinique par un processus en tous points analogue à celui qui permet de passer du nitrile diphénylacétique à l'acide α.α-diphénylsuccinique et que nous formulons ci-dessous :



$$(p\text{-}CH_3OC_6H_4)_2CH-CN \; (I) \xrightarrow[+BrCH_2CO_2C_2H_5]{+NaNH_2} (p\text{-}CH_3OC_6H_4)_2C(CN)-CH_2-CO_2C_2H_5 \; (II)$$

$$\xrightarrow{+KOH} (p\text{-}CH_3OC_6H_4)_2C(CN)-CH_2-CO_2H \; (III) \xrightarrow[+CH_3CO_2H]{+ClH} (p\text{-}CH_3OC_6H_4)_2C(CO_2H)-CH_2-CO_2H \; (IV)$$

$$\rightarrow (p\text{-}CH_3OC_6H_4)_2C(CO)-CH_2-CO \;\text{(anhydride, } >O) \; (V)$$

Il y a lieu de noter que le passage de l'acide nitrile (III) au diacide (IV) se fait très bien par action de ClH concentré, comme pour l'acide α.α-diphénylsuccinique, mais toutefois un peu moins facilement. Alors que, dans ce dernier cas, la transformation était extrêmement rapide et quantitative en utilisant

ClH seul, dans le cas présent il y a avantage à se servir d'un mélange de 2/3 de ClH concentré pour 1/3 d'acide acétique cristallisable; le passage de (III) à (IV) dure alors environ 1 h 1/4, mais le rendement de l'hydrolyse est alors quantitatif. Finalement la condensation principale [passage de (I) à (II)] s'effectue avec un rendement de près de 60 % et le rendement global des trois réactions successives [de (I) à (IV)] s'établit aux environs de 55 %, contre 88 % dans le cas de la préparation de l'acide $\alpha.\alpha$-diphénylsuccinique. Il est facile ensuite de passer du diacide (IV) à son anhydride (V) par action de l'anhydride acétique.

Les principaux produits obtenus donnent les points de fusion ci-dessous :

(II) α-nitrile β-éthylester $\alpha.\alpha$-dipara-anisylsuccinique, $C_{20}H_{21}O_4N$, F 78°;

(III) α-nitrile β-acide $\alpha.\alpha$-dipara-anisylsuccinique, $C_{18}H_{17}O_4N$, F 185°;

(III *bis*) l'ester méthylique, correspondant à l'acide nitrile ci-dessus, a été obtenu par action successive de $SOCl_2$ et CH_3OH, $C_{19}H_{19}O_4N$, F 67-68°;

(IV) Acide $\alpha.\alpha$-dipara-anisylsuccinique, $C_{18}H_{18}O_6$, F 212-213°;

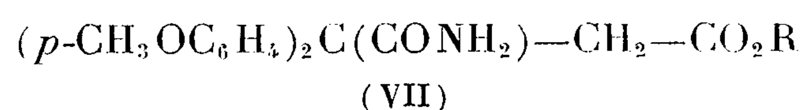
(V) Anhydride $\alpha.\alpha$-dipara-anisylsuccinique, $C_{18}H_{16}O_5$, F 86-87°.

Les esters-acides et les diesters de différents types de l'acide $\alpha.\alpha$-dipara-anisylsuccinique ont été préparés par des méthodes absolument analogues à celles qui ont permis à l'un de nous d'isoler les dérivés similaires de l'acide $\alpha.\alpha$-diphénylsuccinique ([1]). Toutefois, nous avons eu un peu plus de difficulté à obtenir des corps purs, la différence d'acidité entre les deux carboxyles devant sans doute être un peu moins prononcée dans le cas présent que dans celui de l'acide $\alpha.\alpha$-diphénylsuccinique. Nous nous proposons d'ailleurs de vérifier prochainement par des mesures de constantes d'ionisation si cette hypothèse est bien exacte.

Le tableau ci-dessous donne les points de fusion de ces différents dérivés de formule générale : $(p\text{-}CH_3OC_6H_4)_2C(CO_2R)\text{—}CH_2\text{—}CO_2R'$.

	R.	R'.	F (°C).
α-acide β-méthylester, $C_{19}H_{20}O_6$........	H	CH_3	128–130
» β-éthylester, $C_{20}H_{22}O_6$........	H	C_2H_5	129
β-acide α-méthylester, $C_{19}H_{20}O_6$........	CH_3	H	122
» α-éthylester, $C_{20}H_{22}O_6$........	C_2H_5	H	104
Diméthylester, $C_{20}H_{22}O_6$..............	CH_3	CH_3	81
Diéthylester, $C_{22}H_{26}O_6$..............	C_2H_5	C_2H_5	101
α-méthylester β-éthylester, $C_{21}H_{24}O_6$...	CH_3	C_2H_5	78
α-éthylester β-méthylester, $C_{21}H_{24}O_6$...	C_2H_5	CH_3	86–87

Les dérivés amidés du type :



$$(p\text{-}CH_3OC_6H_4)_2C(CONH_2)\text{—}CH_2\text{—}CO_2R$$

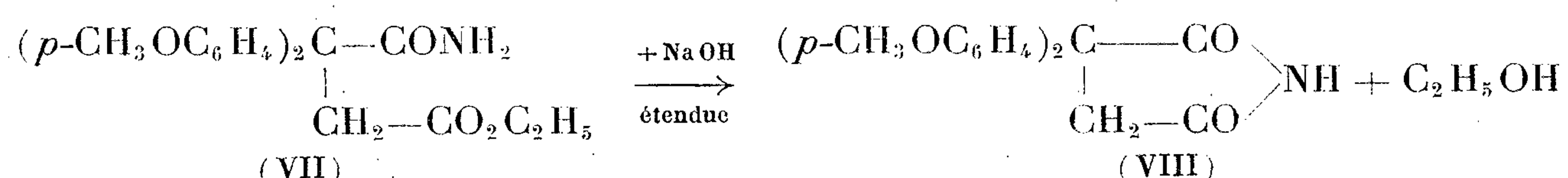
(VII)

ont été obtenus par hydratation à froid par SO_4H_2 à 85 % de l'α-nitrile

β-acide (III) ou des α-nitriles β-esters (II) ou (III *bis*) et donnent les points de fusion ci-dessous :

	R.	F (°C).
α-amide β-acide, $C_{18}H_{19}O_5N$...........	H	156
α- » β-méthylester, $C_{19}H_{21}O_5N$......	CH_3	130-131
α- » β-éthylester, $C_{20}H_{23}O_5N$........	C_2H_5	115

Enfin l'imide α.α-dipara-anisylsuccinique (VIII), $C_{18}H_{17}O_4N$, F 198°, s'obtient au mieux par action très ménagée de la soude étendue sur l'un des esters-amides du type (VII) suivant :



Cette réaction, extrêmement aisée et absolument analogue à celle que l'on constate dans la série αα-diphénylsuccinique, nous montre que dans l'acide dipara-anisylsuccinique les deux carboxyles doivent être très rapprochés l'un de l'autre puisque la cyclisation s'effectue sous l'influence d'un agent qui, lui, est généralement utilisé, au contraire, pour l'hydrolyse des cycles imidés. Là encore les mesures de constantes d'ionisation, que nous nous proposons d'effectuer nous indiqueront sans doute si ce rapprochement des deux fonctions est soit plus, soit moins accentué que dans le cas de la série αα-diphényl-succinique.

(*) Séance du 13 novembre 1957.

(1) F. Salmon-Legagneur, *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 1057; *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 6e série, 1952, p. 580.
(2) F. Salmon-Legagneur, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2320.
(3) Mac Combie et Parry, *J. Chem. Soc.*, 95, 1909, p. 536.
(4) Bistrzycki, Paulus et Perrin, *Ber. d. Deutsch. Chem. Gesells.*, 44, 1911, p. 2606.

(*Laboratoire de Chimie Générale, Faculté des Sciences de Rennes.*)

CRISTALLOGRAPHIE. — *Structure prismatique du cuivre pur polycristallin.* Note (*) de MM. **Omer Goche, Jean Verstraeten** et **Albert Art**, transmise par M. Frans Van den Dungen.

L'examen au microscope de surfaces traitées par polissage mécanique, polissage électrolytique et bombardement ionique a permis de mettre en évidence une structure prismatique du cuivre pur polycristallin.

1. Une barre de cuivre de haute pureté a été découpée en échantillons présentant des surfaces planes qui, sur les uns, sont des sections droites de la barre, sur d'autres, des sections obliques ou des sections parallèles

à l'axe de la barre. Le traitement de ces surfaces par polissage mécanique, polissage électrolytique et bombardement ionique y fait apparaître des figures remarquables à contours ponctués : hexagones réguliers sur les sections droites (*fig.* 1, la longueur des côtés des hexagones est de 7 μ environ), hexagones allongés sur les sections obliques (*fig.* 2), hexagones très allongés (*fig.* 3) ou lignes parallèles sur les sections parallèles à l'axe de la barre. La figure 2 montre en outre que le passage d'un grain cristallin à un autre n'apporte pas de perturbations dans la disposition des hexagones, les limites de grains provoquent simplement à leurs intersections avec les côtés d'hexagones l'apparition de points plus intenses (la ligne coupant la figure 2 approximativement en deux moitiés est l'image d'une griffe). Sur les clichés à grandissement plus faible s'observent diverses plages sur lesquelles les hexagones sont orientés de manière légèrement différente. Cette division de la surface en plages n'est pas nécessairement en relation avec les grains du métal : plusieurs plages peuvent se présenter sur un même grain, une limite de grain peut traverser une plage. Une compression transversale de la barre entre les mâchoires d'un étau modifie les figures obtenues : les hexagones de la figure 1, par exemple, s'allongent, se déforment. Cette première étude montre que le cuivre a, par suite probablement de son mode de préparation [1], pris une structure prismatique : la barre métallique en question est formée d'un faisceau de prismes à section hexagonale, allongés parallèlement à l'axe de la barre.

2. Une autre barre de cuivre de haute pureté de même origine et traitée de la même façon que la première a donné des résultats très différents :

a. Les surfaces planes perpendiculaires à l'axe de la barre sont à nouveau divisées en plages (*fig.* 4), mais les figures qui s'y trouvent varient fortement de plage à plage, les éléments qui les constituent sont formés d'alignements ou d'assemblages de points : ce sont des lignes parallèles ou des pointes de flèche ou des polygones ou même de petites surfaces circulaires. Tous ces éléments se répètent régulièrement à l'intérieur de leurs plages respectives à des distances de 25 μ environ.

Les plages sont délimitées par des contours ponctués alors que les limites des grains cristallins apparaissent comme des lignes continues; ces deux types de contour sont parfois nettement distincts ce qui démontre que le partage de la surface en plages n'est pas nécessairement lié à l'orientation cristalline. Si une ligne est à la fois limite de grain et limite de plage, elle se présente, sur les clichés de grande finesse, comme un trait continu portant une ponctuation.

b. Les surfaces planes parallèles à l'axe de la barre sont également divisées en plages (*fig.* 5), mais celles-ci sont allongées dans le sens de cet axe et sont couvertes de lignes ponctuées parallèles entre elles et approximativement parallèles à l'axe de la barre. Dans ce cas aussi, les

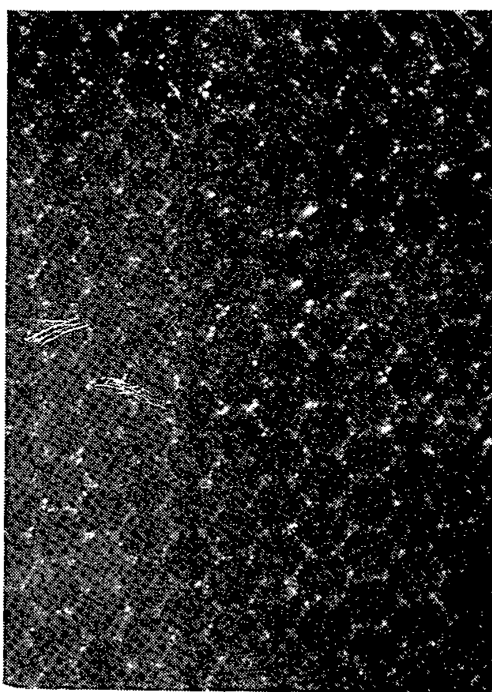


Fig. 1.

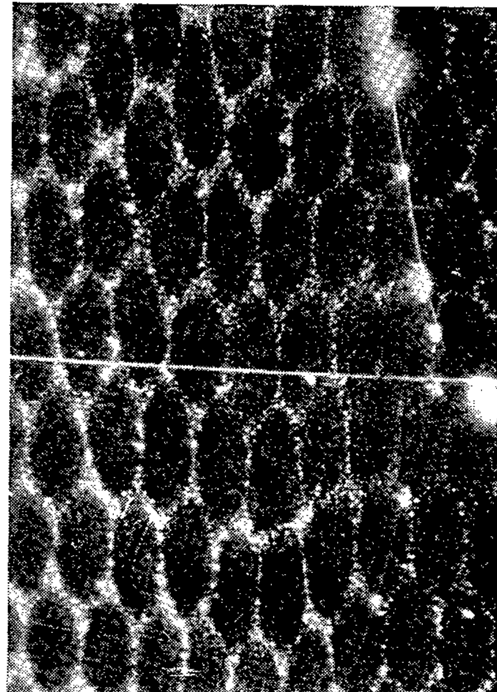


Fig. 2.

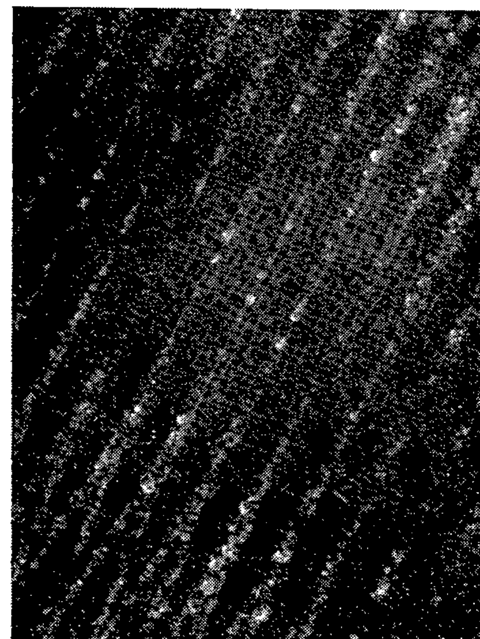


Fig. 3.

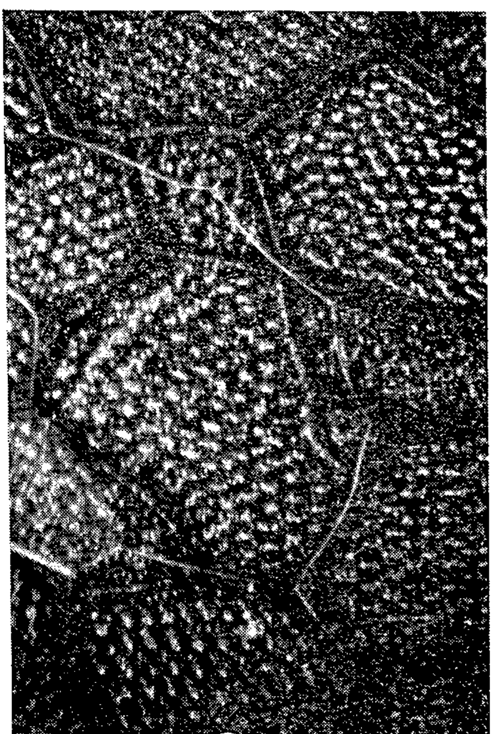


Fig. 4.



Fig. 5.

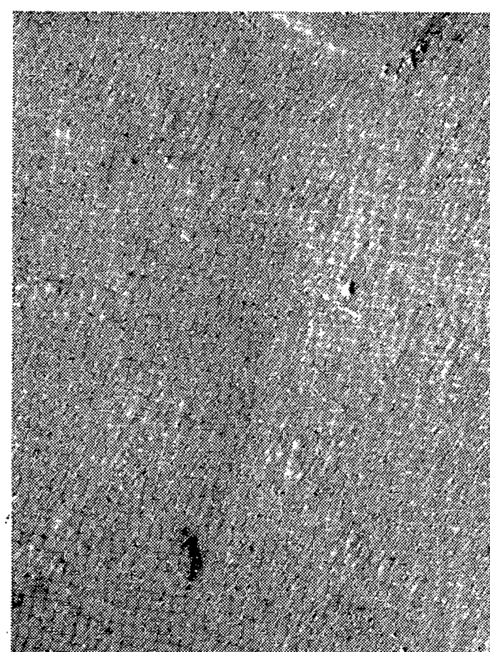


Fig. 7.

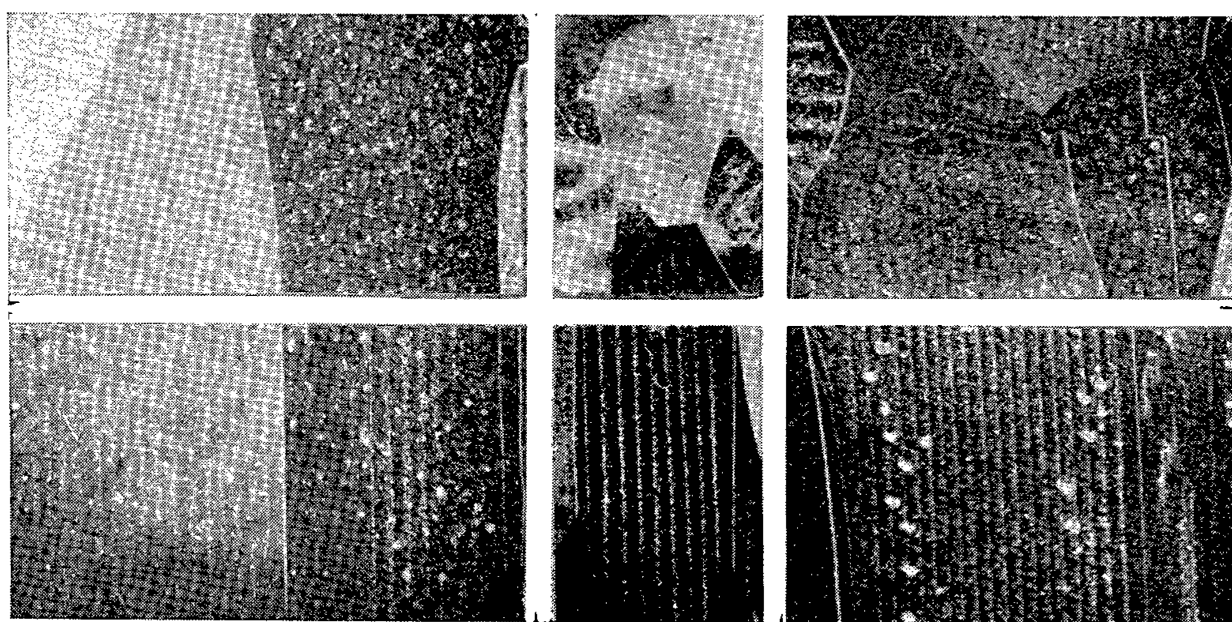


Fig. 6.

limites de plage et les limites de grain se distinguent par leur aspect et ne sont pas toujours superposées.

c. Un échantillon dont deux des faces sont l'une perpendiculaire et l'autre parallèle à l'axe de la barre a donné les résultats rassemblés sur la figure 6 dont la partie supérieure est formée de cinq plages de la section droite et la partie inférieure, des régions correspondantes de la surface parallèle à l'axe.

De cette deuxième étude découle que cette barre aussi a une structure prismatique : elle apparaît comme formée de nombreux faisceaux de prismes allongés dans des directions voisines de celle de l'axe de la barre; dans un faisceau donné, les prismes sont identiques entre eux et disposés régulièrement, mais de faisceau à faisceau, ils changent de forme : un faisceau se présente, par exemple, comme un empilement de lamelles, un autre comme un paquet de baguettes, un autre encore ressemble aux assemblages de prismes hexagonaux du n° 1 de la présente Note.

Les clichés des figures numérotées de 1 à 6 ont été pris au microscope métallographique sur fond noir.

Une étude par microscopie électronique des répliques des surfaces des échantillons a été entreprise : la figure 7 est une des photographies obtenues.

(*) Séance du 13 novembre 1957.

(1) J. S. SMART Jr., A. A. SMITH Jr. et A. J. PHILLIPS, Technical Publication n° 1289, American Institute of Mining and Metallurgical Engineers, 1941.

(*Service de Physique appliquée de l'Université libre de Bruxelles.*)

GÉOLOGIE. — *Le volcan du Toussidé, dans le Tibesti occidental (Sahara du Tchad, A. E. F.).* Note de MM. **Bernard Gèze, Henri Hudeley, Pierre Vincent** et **Philippe Wacrenier**, présentée par M. Paul Fallot.

Le sommet de l'ancien grand édifice rhyolitique et trachytique du Pré-Toussidé a fait place à une caldeira d'affaissement en liaison avec une puissante émission d'ignimbrites. Sur les bords de la caldeira ont apparu ultérieurement deux importants cratères d'explosion enfin, le cône du Toussidé actuel. D'autres petits puys basaltiques, qui parsèment la région, sont les uns antérieurs, les autres postérieurs aux explosions.

Le grand massif montagneux du Tibesti, qui couvre environ 100 000 km^2 dans l'extrême Nord, désertique, du territoire de l'Afrique Équatoriale Française, est revêtu environ pour la moitié par un épais manteau de formations volcaniques.

A son extrémité occidentale, l'important édifice du Toussidé (altitude 3 265 m) se dresse sur un substratum de schistes antécambriens et

grès ordoviciens au Sud et à l'Ouest, de schistes antécambriens et grès crétacés au Nord et à l'Est. L'altitude de ce socle est voisine de 900 m près de Zouar dans le Sud, de 1000 à 1200 m près de Bardaï dans le Nord, mais se relève jusqu'à plus de 2 000 m à proximité du neck du Botoum et du petit volcan du Dadoï, au Sud-Est immédiat du Toussidé. Le fait de la remontée du substratum jusqu'à une faible distance au-dessous des principaux appareils volcaniques, et notamment du Toussidé, expliquera plusieurs de leurs caractères spéciaux.

Le Toussidé actuel est un édifice haut d'un millier de mètres environ sur lequel on progresse, jusqu'à l'altitude de 3 000 m, sur des coulées très sombres, grossièrement cordées mais souvent chaotiques, avec une pente moyenne de 10 à 15°, qui prouve qu'on a affaire à un strato-volcan où les laves dominent pourtant. Seuls, le cône terminal et quelques puys adventifs au Sud-Ouest de son sommet sont essentiellement formés de lapilli et scories à demi cimentés et offrent des pentes de 40 à 45°. L'état de fraîcheur parfaite de toutes les formes volcaniques, ainsi que des fumerolles nombreuses, à 40° près de la base du cône sommital, à 60° au sommet même, démontrent l'âge presque actuel de cet appareil.

Cependant, malgré son volume, qu'on peut évaluer à environ 20 km^3 de produits pyroclastiques et de laves, le Toussidé actuel n'est qu'un édifice parasite né sur le bord occidental d'une grande caldeira résultant de l'affaissement du sommet d'un ancien « Pré-Toussidé » beaucoup plus important. Les diamètres de la caldeira varient à peu près entre 13 et 14 km; ses remparts, subverticaux et hauts de 50 à 200 m, sont bien visibles sur à peu près les deux tiers de sa périphérie, le dernier tiers étant masqué par le Toussidé. La partie affaissée dans la caldeira représenterait un cubage de l'ordre de 30 km^3 minimum, ce qui est d'ailleurs peu de chose en comparaison des 1000 km^3 qu'aurait atteint le Pré-Toussidé, associé à vrai dire avec quelques anciens volcans satellites (Ehi Timi, Ehi Sosso, Tatodomji, Taodeï, Botoum, etc.) dont il est difficile de différencier les produits dans un rayon de 25 à 30 km.

Le Toussidé actuel est formé par des laves très noires où ont été reconnues des trachytes et trachy-andésites [1]. Le Pré-Toussidé renferme, par contre, essentiellement des laves claires rhyolitiques et trachytiques. En outre, les produits de projection s'y montrent abondants, particulièrement vers le haut, où il s'agit d'ignimbrites (tufs fins riches en enclaves vitreuses tombées avant consolidation complète et soulignant une pseudo-fluidalité dans la roche compacte, qui, par erreur, avait été prise antérieurement pour une lave). Il est permis de penser que les émissions de nuées ardentes traduites par le dépôt de ces ignimbrites se sont réalisées en liaison avec des phases d'affaissement de la grande caldeira, suivant les zones fissurées de ses bordures.

Enfin, un accident d'un autre ordre s'est produit assez récemment dans l'angle sud-est de la caldeira du Pré-Toussidé : c'est l'apparition du très remarquable cratère d'explosion appelé « Trou au Natron » (Doon en dialecte toubou). Large de 6 à 8 km, il est limité par des falaises subverticales hautes de 700 m au Sud-Est, de près de 1000 m au Nord-Est. Son fond a été occupé par un lac, aujourd'hui desséché, qui a laissé des dépôts de diatomites à la périphérie, puis de carbonate de soude au centre où émergent seulement quatre petits édifices volcaniques noirs, notamment le puy de Moussosomi, haut de 75 m. Ses falaises présentent une coupe remarquable de la série de laves rhyolitiques et trachytiques, avec les produits de projections associés et quelques filons rhyolitiques, mais ne laissent voir nulle part le substratum ni aucune lave sombre.

Par contre, il est possible d'obtenir des renseignements sur les roches profondes du Pré-Toussidé par l'examen des produits rejetés dans un rayon de près de 10 km autour du Trou au Natron (30 km^3 environ). Il s'agit d'une cinérite à blocs parfois énormes de microgranite et surtout de microsyénite (faciès « rhombenporphyr ») avec des fragments de rhyolite et de trachyte. On peut supposer que les roches microgrenues, inconnues dans le socle ancien, correspondent à la consolidation en demi-profondeur du même magma qui a donné les laves constitutives du volcan.

L'examen détaillé du Trou au Natron prouve que sa formation résulte au moins de deux explosions successives. En outre, il existe, une dizaine de kilomètres plus au Nord-Est, un autre trou, le « Doon Kidimi », qui offre les mêmes caractères, bien qu'à échelle plus réduite : sa largeur est de 1700 m et sa profondeur de 300 m dans les rhyolites et trachytes. Il ne montre pas de dépôt lacustre ni de trace de volcanisme plus récent. Un petit cône basaltique situé entre lui et la caldeira du Pré-Toussidé est antérieur à l'explosion.

Ainsi, dans une même zone appartenant à un ancien grand volcan se trouvent réunis une caldeira d'affaissement et, sur les bords de celle-ci, deux importants cratères d'explosion. Il est probable qu'après la période principale d'édification du Pré-Toussidé est encore arrivée une certaine quantité de lave qui s'est étalée sur la discontinuité entre socle et édifice volcanique, comme un petit laccolite. Cette « plaque chauffante » a sans doute provoqué la refusion partielle du sommet du volcan en même temps que l'émission principale des ignimbrites. Le tassement consécutif aurait alors permis la genèse de la caldeira, puis le refoulement latéral, toujours sur la discontinuité située à faible profondeur, d'une très faible portion de lave encore fluide. Des explosions, à caractère probablement phréatique, se seraient alors réalisées dans l'Est et le Sud-Est de la caldeira, avec rejet violent du contenu du Trou au Natron et du Doon Kidimi, tandis

que vers l'Ouest, la sortie, plus calme, de la lave permettait l'édification de l'actuel volcan du Toussidé.

(1) Des pantellérites (rhyolites hyperalcalines), que nous n'avons pas retrouvées, ont également été signalées.

GÉOCHIMIE. — *Sur la présence d'une minéralisation uranifère dans deux carrières de la région de Vigneux (Loire-Atlantique).* Note (*) de MM. **René Coppens** et **Hussein Abdel Mohsen Hussein**, présentée par M. Francis Perrin.

Une faible localisation d'uranium parfois légèrement minéralisée sans doute sous forme d'autunite est signalée dans les carrières de Marroc et de Faverie, commune de Vigneux (Loire-Atlantique).

Ch. Baret a signalé, en 1898 (1), la présence d'autunite dans la carrière La Grée près du bourg d'Orvault (Loire-Atlantique). Un échantillon a été déposé au Muséum d'Histoire Naturelle de Nantes.

Les recherches effectuées pour retrouver la minéralisation sont restées vaines, peut-être parce que la carrière est actuellement inondée, peut-être simplement parce qu'il s'agissait d'échantillons isolés.

Par contre, les dépôts uranifères découverts par le Commissariat à l'Énergie Atomique à la Charpentraie et aux environs de Malville (à environ 30 km à l'Ouest d'Orvault) sont bien connus et font l'objet d'une prospection systématique et de travaux miniers.

Nos études, poursuivies dans la partie orientale de la traînée granitique du Sud de la Bretagne, entre La Chapelle-sur-Erdre et Savenay, dans le but de préciser la géochimie de l'uranium, nous ont conduit à reconnaître, aux environs de Vigneux (Loire-Atlantique) dans les carrières de Marroc et de Faverie, à égale distance d'Orvault et de Malville (*fig.* 1) deux points légèrement uranifères et faiblement minéralisés.

L'existence de cette minéralisation a d'abord été reconnue au laboratoire par examen à la lampe à rayons ultraviolets des échantillons récoltés. Il a été ensuite possible de la retrouver, sur le terrain, dans la carrière de Marroc. Il s'agit vraisemblablement d'une variété d'autunite qui, souvent assez disséminée, forme parfois, dans les fractures des roches, des plaquages assez importants mais difficilement repérables à l'œil nu. Sa teneur en uranium est voisine de 58 %.

Les roches des carrières sont saines. Bien que les mesures au compteur n'aient pas donné de résultats anormaux, 32 échantillons prélevés dans la carrière de Marroc ont montré, à la plaque nucléaire, une radioactivité exceptionnelle qui semble indépendante de la présence d'autunite. On note,

en effet, des émissions de rayons α s'étalant de 4,03 à 9,68.10^{-3} α/cm²/s alors qu'on sait que les granites courants émettent en moyenne 10^{-3} /cm²/s.

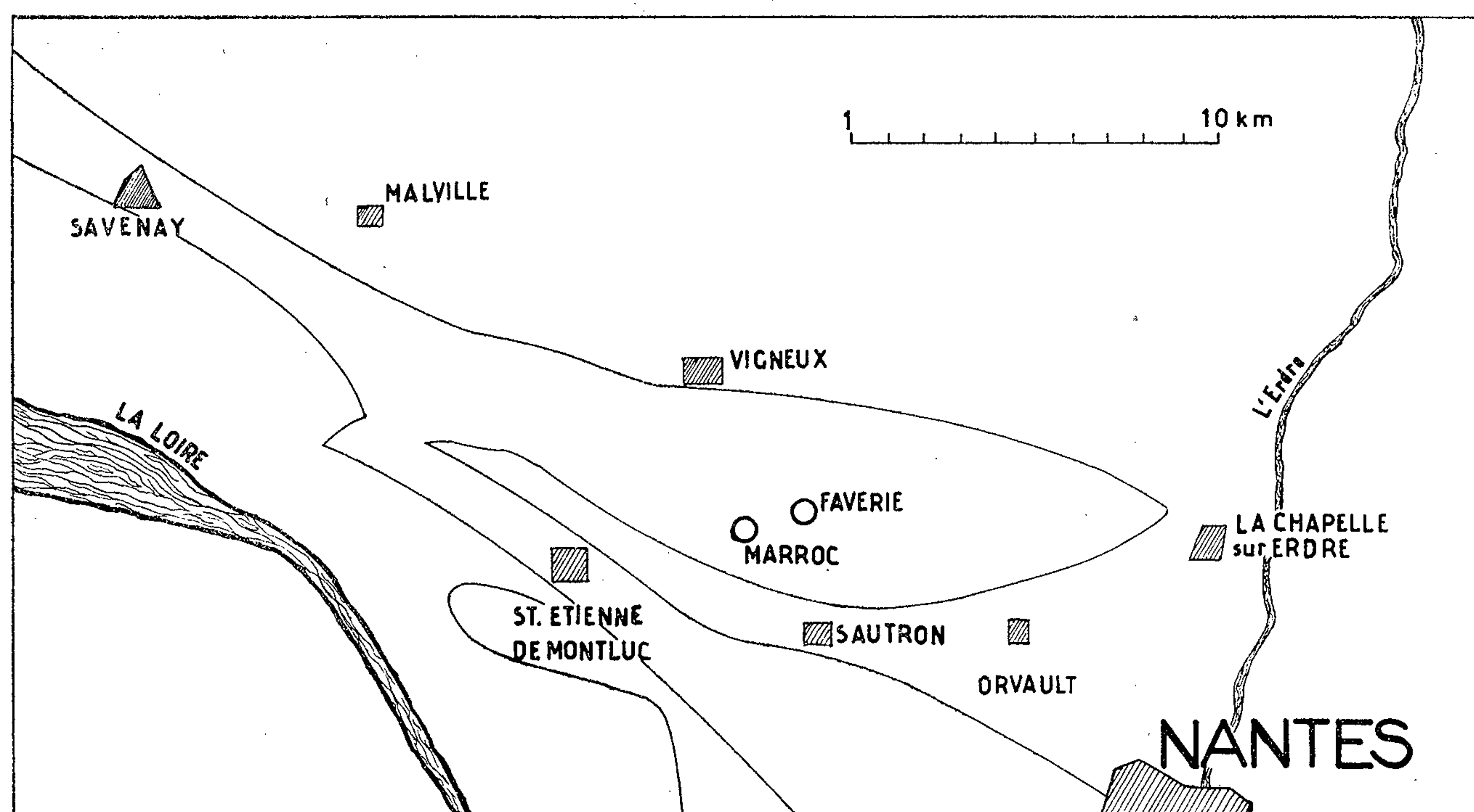


Fig. 1.

L'histogramme des répartitions (*fig.* 2) indique une distribution normale. Les 18 échantillons récoltés dans la carrière de Faverie montrent éga-

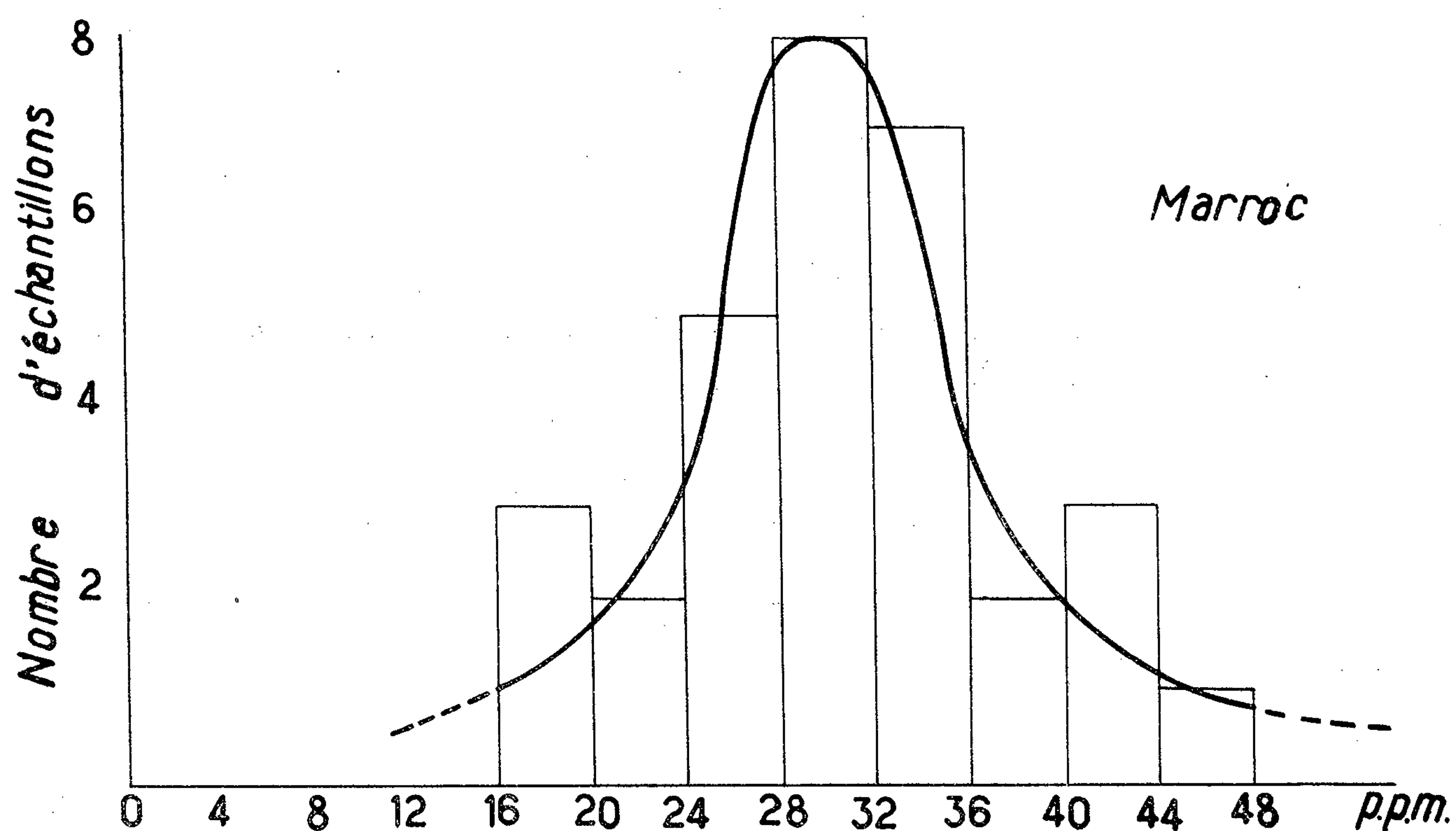


Fig. 2.

lement, dans l'ensemble, des activités supérieures à la moyenne mais allant seulement de 0,8 à 3,77.10^{-3} α/cm²/s et, par conséquent, nettement

moins élevée. L'histogramme des répartitions (*fig.* 3) indique également une distribution normale.

Nous devons en outre signaler qu'on trouve, dans la carrière de Marroc, à quelques mètres de la minéralisation, un remplissage, de puissance

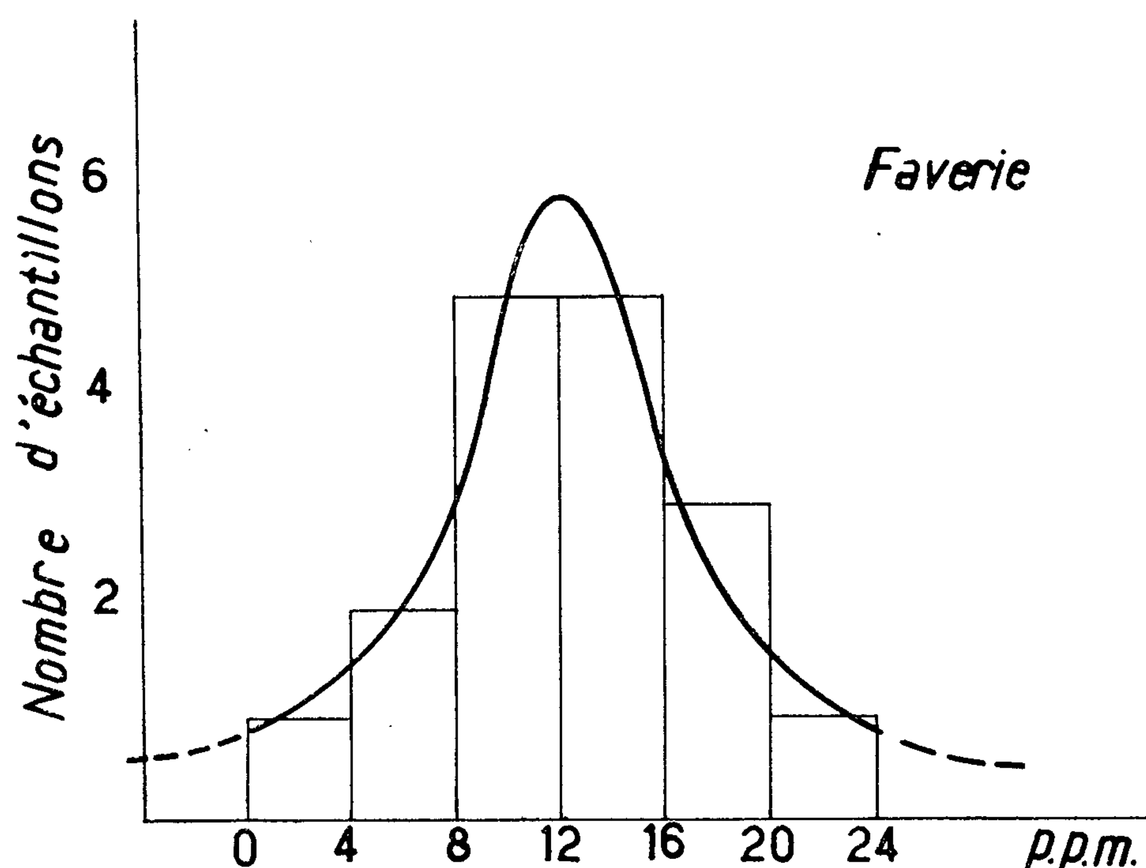


Fig. 3.

d'environ 20 cm, d'une argile légèrement active au compteur. L'étude à la plaque nucléaire montre une répartition uniforme de la radioactivité et une émission de 10 à 15.10^{-3} $\alpha/cm^2/s$. Si l'on considère que cette activité est due uniquement à de l'uranium en équilibre la teneur de cette argile varie de 80 à 125 p. m. m.

(*) Séance du 13 novembre 1957.

(1) *Description des minéraux de la Loire-Inférieure*, 1885; *Bull. Soc. Sc. Nat. Ouest de la France*, **8**, fasc. II, 1898.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Nouvelle étude des osides du* Catalpa bignonioides *par la méthode chromatographique*. Note de M[lle] **Marie-Madeleine Chollet**, présentée par M. Raoul Combes.

Le chimisme du Catalpa est plus complexe que celui défini précédemment. La réserve glucidique, essentiellement constituée par du stachyose, comporte en outre du raffinose et un galactosidosaccharose plus condensé que le stachyose. Deux hétérosides accompagnent le catalposide : l'hétérocatalposide et une autre substance hétérosidique qui semble être dérivée de l'hétérocatalposide.

De 1943 à 1946, étudiant les glucides du Catalpa, par action successive de l'invertase, de l'α-galactosidase et de l'émulsine, je mettais en évidence,

à côté des sucres réducteurs : glucose et fructose, l'existence de polysaccharides dont l'hydrolyse libère un mélange de glucose, de fructose et de galactose, ainsi que la présence d'un hétéroside, formé de *d*-glucose-β et d'un aglycon qui, sitôt libéré par les acides, se décompose en un produit brun noir, qui précipite, tandis que se dégagent des vapeurs odoriférentes.

Par extraction, je faisais cristalliser un digalactosidosaccharose connu : le stachyose et un hétéroside nouveau : le catalposide.

La méthode chromatographique donnant des résultats beaucoup plus précis que les méthodes chimique et diastasique, je viens d'examiner à nouveau les diverses parties du Catalpa, du point de vue de leurs glucides : oses, holosides et hétérosides.

Mes premiers résultats, en ce qui concerne les sucres réducteurs et le saccharose, ainsi que l'existence du stachyose et du catalposide se trouvent confirmés. Cependant, si le stachyose existe comme matière de réserve, à côté du saccharose, dans les racines et dans l'écorce des rameaux, il existe, aussi, en faible quantité, dans les pétioles et les limbes foliaires.

De plus, le stachyose n'est pas le seul galactosidosaccharose présent dans le Catalpa. A côté de lui, existent de petites quantités de raffinose et d'un polysaccharide à molécule plus condensée que le stachyose.

Du point de vue hétérosidique, le catalposide est abondant dans toutes les parties de la plante, sauf dans les fleurs. Il est si abondant dans les pétioles qu'il cristallise immédiatement, à partir d'une simple liqueur d'extraction.

Mais le catalposide n'est pas le seul hétéroside du Catalpa. A côté de lui en existent deux autres :

— l'un que j'appellerai hétérocatalposide, très abondant dans les pétioles et dans l'écorce des rameaux, semble exister dans toutes les parties de la plante. Il est situé, sur les chromatogrammes, juste sous le fructose, que l'entraîneur soit le mélange : pyridine-alcool, isoamylique-eau ou butanol-acide acétique-eau. Il apparaît sur les chromatogrammes révélés par le phtalate d'aniline sous forme de taches marron clair rosé (le catalposide est jaune citron); sur les chromatogrammes révélés par l'urée il est rose chair (le catalposide est beige rosé). Ses R_f sont de l'ordre de 34 avec ces deux entraîneurs, le R_f du glucose étant 18. Si l'entraînement a lieu par le phénol, son R_f est 74.

— l'autre hétéroside est très peu abondant, mais sa présence semble constante, elle aussi. Il apparaît en rose sur les chromatogrammes révélés, soit par le phtalate, soit par l'urée, et se trouve situé entre les spots du glucose et du saccharose. Cet hétéroside, en raison de sa situation, au cours des entraînements, au milieu des divers sucres de la plante, n'a pu être isolé jusqu'à présent, mais l'hétérocatalposide l'a été.

C'est un corps blanc, d'aspect soyeux et brillant qui se présente, au

microscope, sous forme de très longues et fines tablettes, pouvant être prises pour des aiguilles si l'on ne remarquait que leurs extrémités sont à angles droits.

Cet hétérocatalposide n'est pas amer. Extrêmement soluble dans l'eau, l'alcool éthylique et méthylique, l'acétone, il est relativement peu soluble dans l'acétate d'éthyle. Il se dissout dans l'acide sulfurique concentré avec coloration beige rosé intense, dans l'acide chlorhydrique, sans coloration, une teinte beige rosé apparaissant par chauffage. Soluble à froid dans l'acide nitrique, sans coloration et sans dégagement de vapeurs nitreuses, une teinte jaune apparaît à chaud qui disparaît par refroidissement. Au bloc Maquenne, l'hétérocatalposide a un point de fusion très net à 202°. Son pouvoir rotatoire est — 79, calculé sur le produit séché à l'air, après séjour dans un dessiccateur sulfurique.

Hydrolysé par les acides, sa solution se trouble, et une poudre brun noir précipite, exactement comme lors de l'hydrolyse du catalposide. Sur un hydrolysat obtenu par action ménagée de l'acide chlorhydrique, et après élimination du précipité noir provenant de la décomposition de l'aglycon, j'ai recherché par chromatographie sur papier la nature du sucre libéré. J'ai eu la surprise de rencontrer sur les chromatogrammes révélés par le phtalate, une série de six taches. Sur un entraînement fait par la pyridine, ces taches sont disposées de la manière suivante, en remontant à partir du front de l'entraîneur :

1° Une tache beige rosé, située en dessous de la tache jaune du catalposide (R_f de cette substance : 76; R_f du catalposide : 73);

2° Une grosse tache de glucose (R_f 29); prolongée très vraisemblablement par une petite tache de fructose;

3° Une tache rosée, située entre le glucose et le saccharose, un peu au-dessus du spot du galactose, exactement à la même place et de même couleur que le troisième hétéroside rencontré dans la plante (R_f 20);

4° Une tache très nette face au saccharose (R_f 12);

5° Deux autres taches, enfin, de polysaccharides, situés au-dessus du saccharose (R_f 9 et R_f 4).

Ainsi, au cours de l'hydrolyse ménagée de l'hétérocatalposide, non seulement sont libérés plusieurs polysaccharides, dont l'hydrolyse complète aboutit finalement, presque uniquement à du glucose, mais encore deux substances hétérosidiques dont l'une, au moins, est présente dans la plante (le spot de la deuxième pouvant être confondu avec celui du catalposide), ces substances hétérosidiques disparaissant, comme les polysaccharides, quand l'hydrolyse est terminée.

Une étude très précise de l'hydrolyse enzymatique et acide de cet hétéroside me permettra bientôt de fixer exactement quelle est sa structure et

quels sont les liens qui l'unissent aux deux autres substances hétérosidiques, libérées au cours de son hydrolyse acide. Il m'a paru toutefois intéressant de noter, dès à présent, la complexité de cet hétéroside.

MORPHOLOGIE VÉGÉTALE. — *Croissance spiralée du protonéma de* Funaria hygrometrica (*L.*). *Sibth.* Note de Mme **Lucie Kofler**, présentée par M. Lucien Plantefol.

La croissance spiralée des filaments protonémiques a été observée d'une manière courante dans des cultures de *Funaria* sur milieu gélosé. Le sens de courbure est constant chez une même souche cultivée sur un milieu donné. Il varie avec la souche et avec la composition du milieu.

Des organismes filamenteux divers et même des colonies bactériennes peuvent prendre, en se développant à la surface d'un milieu gélosé, une forme d'ensemble plus ou moins tourbillonnaire traduisant le fait que les filaments ou les cordons développés à partir du centre (spore ou inoculat ponctuel) se courbent tous dans le même sens (*fig.* 1 et 3).

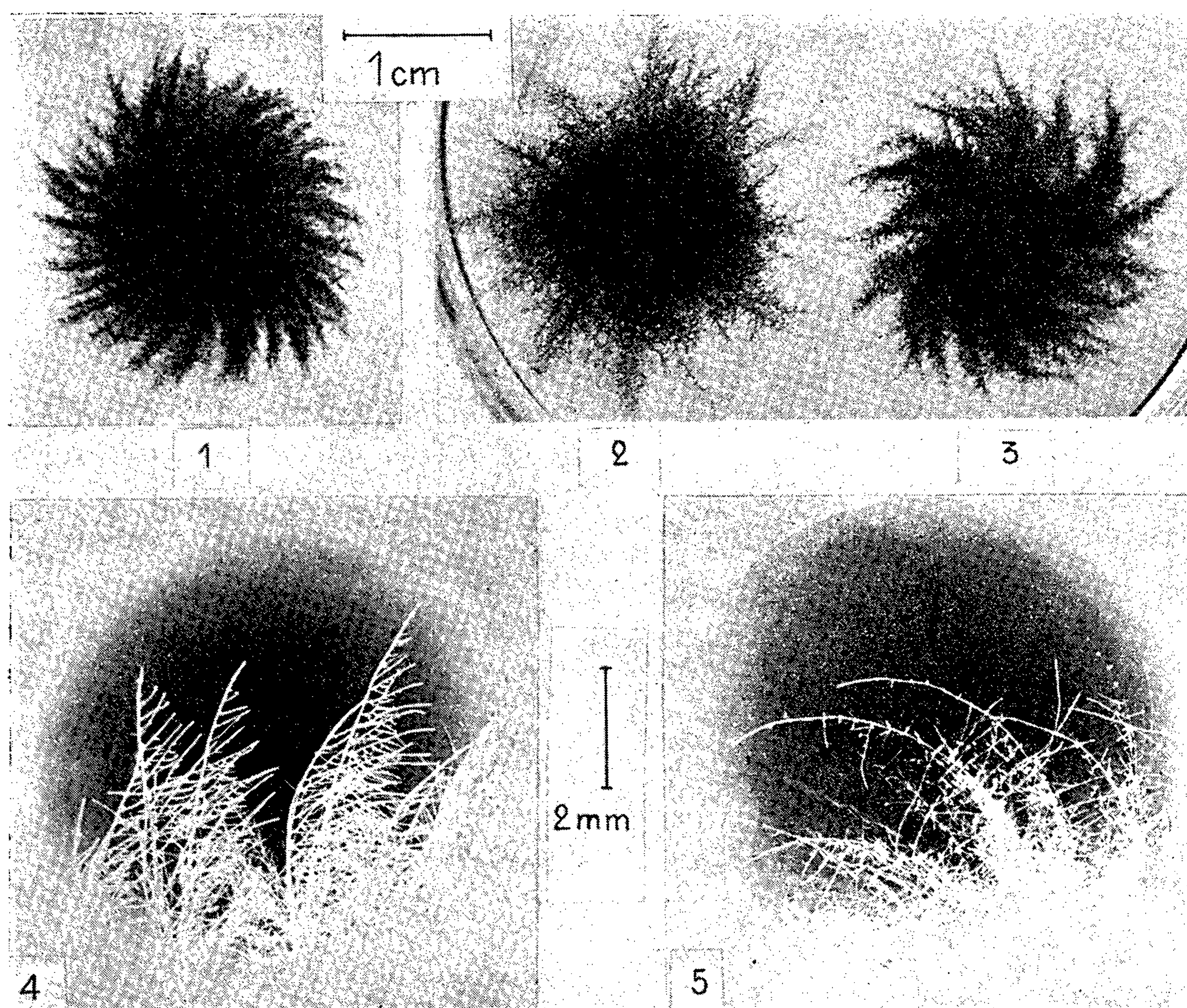
E. Pringsheim (1), E. Pringsheim et J. Langer (2) ont observé le phénomène sur des cultures de *Bacillus mycoides* et ils en ont cherché la cause extérieure : ni la pesanteur ni la lumière ne peuvent être impliquées et il s'agirait d'une action de surface du milieu gélosé. F. Boas (3) a ensuite mentionné des cas de croissance spiralée chez des Champignons filamenteux. E. et O. Pringsheim (4), enfin, ont obtenu des protonémas spiralés de Mousses en les cultivant sur clinostat.

Cette forme apparaît couramment dans mes cultures de *Funaria hygrometrica*, et il est curieux qu'elle n'ait été signalée qu'une fois jusqu'ici, malgré le grand nombre de travaux effectués sur les protonémas de Mousses. Cela peut tenir en partie à une négligence d'observation, mais la raison principale doit être cherchée dans les conditions de culture. Pour que le phénomène ait lieu, il est nécessaire d'éviter les orientations phototropiques, et de ne pas pratiquer d'ensemencements massifs qui masqueraient la forme individuelle des protonémas. De trop faibles (5 g/l) ou trop fortes (30 g/l) concentrations de gélose dans le milieu suppriment ou retardent le phénomène. Ces conditions nécessaires ne sont peut-être pas suffisantes et il est possible qu'intervienne dans mes expériences un facteur accidentel favorable encore non décelé.

J'opère comme il a été dit dans une Note antérieure (4) par cultures monospores à 24-25° et sous éclairement continu de 2 000 lx. Les sources lumineuses sont étendues et la lumière très diffusée. Mes lots de spores constituent des souches génétiquement pures, c'est-à-dire que chacun provient d'un seul individu gamétophytique de Funaire autofécondé.

La croissance spiralée se manifeste au bout de 10 à 15 jours, et j'ai pu en étudier les modalités.

Elle est due à la courbure plus ou moins forte des stolons (filaments rampants principaux) dans le même sens, soit dextre (*fig.* 1 et 4), soit sénestre (*fig.* 3 et 5). Il s'y adjoint parfois une naissance unilatérale des rameaux rampants issus de ces stolons (*fig.* 4).



Protonémas de 20 jours, cultivés sur milieu A et appartenant à trois souches différentes. Les deux protonémas de droite ont été cultivés dans la même boîte de Pétri. — Fig. 1 : croissance spiralée dextre. — Fig. 2 : croissance non spiralée. — Fig. 3 : croissance spiralée sénestre. — Fig. 4 et 5 : extrémité de filaments protonémiques à courbures respectivement dextre et sénestre.

Sur un même milieu de culture, le caractère de la courbure (son sens et son intensité) est toujours le même pour une souche pure donnée et il se conserve d'une génération à l'autre. Mais il varie suivant la souche considérée. Il est donc sous le contrôle de facteurs génétiques.

D'autre part, la courbure dépend de la composition du milieu nutritif employé. La spiralisation s'est manifestée sur certains milieux qui sont d'un usage classique pour les cultures de protonémas; mais j'ai expéri-

menté surtout avec un milieu A, dont la formule diffère de celle que j'ai donnée antérieurement (5) par l'adjonction de certains éléments oligodynamiques, et un milieu B qui est le milieu A dépourvu de nitrate d'ammonium.

J'ai jusqu'ici rencontré les cas suivants :

1° Souches présentant une rotation dextre sur le milieu A, et une rotation sénestre sur le milieu B;

2° Souches à rotation sénestre sur A et sénestre sur B. Dans ce cas, sur A, la rotation sénestre est parfois suivie d'une courbure dextre de l'extrémité des stolons;

3° Souches qui, sur A ou B, ne manifestent pas de rotation sensible, ou seulement une rotation faible et tardive.

Si, comme le pense Pringsheim, c'est une action de surface qui intervient, elle n'est pas seule à jouer on peut ne pas jouer directement. En effet, dans certains cas, les stolons enfoncés dans la gélose présentent la même courbure que les stolons rampants à la surface. En tous cas, par raison de symétrie, une des causes externes de la courbure doit être cherchée dans un facteur vectoriel dirigé normalement à la surface gélosée; des expériences en cours permettront peut-être de déterminer sa nature. Mais, par raison de symétrie encore, ce vecteur ne suffit pas à expliquer la courbure des filaments dans un plan qui lui est perpendiculaire. Il faut de plus faire appel à des dissymétries dans les édifices moléculaires de la cellule. Le phénomène diffère en cela des courbures résultant des tropismes, et se rapproche des phénomènes de nutation.

(1) *Centralbl. f. Bakt.*, 2, n° 48, 1918, p. 513-515.
(2) *Ibid.*, 61, 1924, p. 226-246.
(3) *Ibid.*, 49, 1919, p. 142.
(4) *Jahrb. f. wiss. Bot.*, 82, 1935, p. 311-332.
(5) L. Kofler, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1755.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Les acides organiques de quelques Basidiomycètes supérieurs.*

Note (*) de Mme **Jane Marie Touzé-Soulet** et M. **Charles Montant**, transmise par M. Henri Gaussen.

Dans le cadre de travaux sur le parasitisme mycopathologique, nous avons identifié par la méthode chromatographique, dans les carpophores de cinq espèces de Basidiomycètes supérieurs, un certain nombre de substances parmi lesquelles les acides aliphatiques non volatils et les acides minéraux étudiés dans cette Note. M. Frèrejacque (1), dans une mise au point, insiste particulièrement sur les lacunes de nos connaissances

relatives à la constitution des champignons et signale la présence de quelques acides organiques (fumarique, malique) chez diverses Polyporales et Agaricales.

Nos recherches concernent cinq espèces d'Homobasidiomycètes appartenant au groupe des Aphyllophorales supérieurs ou Porés ([2]) et dont les noms suivent ([3]) :

— Polypore charnu : *Polyporus sulfureus* Bull.;

— Formes subéreuses ou feutrées, puis indurées appartenant au groupe des *Fomes* : *Coriolus versicolor* L. Fr.; *Coriolus hirsutus* Wulf.; *Xanthochrous hispidus* Bull.; *Lenzites quercina* L. Fr., seule forme pérennante, les quatre autres étant annuelles. Ces organismes tous lignicoles sont généralement parasites.

50 g de carpophores, après broyage, sont extraits par dix fois leur poids d'alcool à 70 à 80° C. Les extraits sont passés sur colonnes à échangeurs d'ions, type « Permutite 50 », qui retiennent les acides aminés; le liquide effluent et le liquide de lavage passent ensuite sur des résines, type « Déacidite 200 » ou « Amberlite IR 4 B », préparées au carbonate d'ammonium normal, qui fixent les acides organiques. Après lavage par 250 ml d'eau, l'élution est effectuée par une solution normale de carbonate d'ammonium. On chasse le carbonate à l'évaporateur type « Eral ». Le résidu sec est repris par 1 ml d'eau et chromatographié à l'aide des solvants suivants :

1er : éthanol, 95; ammoniaque, 5;

2e : butanol, 4; acide formique, 1; eau, 5;

3e : phénol, 75; acide formique, 1; eau, 25 ([4]).

Ce dernier système est employé pour séparer l'acide glycolique de l'acide pyrrolidone carboxylique comme l'ont préconisé Stark et coll. ([5]). Les chromatogrammes sont révélés soit au nitrate d'argent ammoniacal, soit avec un révélateur à base d'aniline ([6]).

Nous avons obtenu les résultats suivants, les acides étant cités dans chaque espèce par ordre décroissant d'importance :

— *Polyporus sulfureus* : acides malique, citrique, pyrrolidone carboxylique, chlorhydrique, phosphorique, glutarique, succinique, sulfurique, nitrique, tartrique, oxalique et glycolique. En outre, apparaissent deux taches I_1 et I_2 de moyenne importance non identifiées, de R_f respectifs 19,4 et 17,7 dans le système de solvant n° 3.

— *Coriolus versicolor* : acides chlorhydrique, nitrique, phosphorique, malique, citrique, pyrrolidone carboxylique, sulfurique, tartrique, succinique, glutarique et trace d'oxalique. La tache I_2 apparaît seulement.

— *Coriolus hirsutus* : acides chlorhydrique, nitrique, phosphorique, malique, citrique, pyrrolidone carboxylique, tartrique, sulfurique, oxalique, glutarique, succinique. Seule apparaît la tache I_2.

— *Xanthochrous hispidus* : acides malique, chlorhydrique, nitrique,

citrique, phosphorique, glutarique, tartrique, pyrrolidone carboxylique, succinique, oxalique et sulfurique. La tache I_2 est révélée.

— *Lenzites quercina* : acides chlorhydrique, citrique, malique, pyrrolidone carboxylique, phosphorique et des traces des acides nitrique et sulfurique.

Nous noterons l'uniformité de la nature des acides dans les espèces étudiées. Seul, varie l'ordre d'importance de ces acides. Dans les deux espèces très voisines de *Coriolus* cet ordre est à peu près identique. Nous mentionnerons la présence de l'acide pyrrolidone carboxylique caractérisé, d'une part par son R_f 85,7 et, d'autre part, par le réactif de H. N. Rydon et P. W. G. Smith (7). L'acide glycolique est détecté par son R_f 54,5 (8) et par le procédé de surcharge des solutions à analyser avec une quantité donnée de solution témoin.

La présence de l'acide pyrrolidone carboxylique a été signalée dans le *Lolium italicum*, les mélasses (9) et l'urine (10). La position de cet acide dans le métabolisme intermédiaire de la proline et de l'acide glutamique est connue (11), (12). On sait, d'autre part, qu'il peut provenir de la glutamine (9). Dans le *Polyporus sulfureus* seul, l'acide glycolique apparaît. On sait quel rôle important joue ce corps dans le métabolisme des acides aminés et dans la photosynthèse (13), ce qui laisserait supposer d'autres voies métaboliques, à moins que cet acide ne passe directement de l'hôte (*Fraxinus excelsior*) dans le mycélium du champignon parasite.

Les acides du cycle citrique sont normalement présents à l'exception de l'acide fumarique. Les acides aromatiques signalés chez les Phanérogames n'ont pas été decelés.

Les comparaisons qu'on fait souvent avec les Phanérogames ne sont donc pas toujours valables et il est nécessaire de poursuivre chez les Cryptogames des recherches particulières sur une biochimie jusqu'ici mal connue.

(*) Séance du 13 novembre 1957.

(1) *Rev. Mycol.*, **11**, Suppl., 1946, p. 10-20, 77-96; **12**, Suppl., 1947, p. 60-74.

(2) R. Heim, *Les champignons d'Europe*, Paris, 1957.

(3) A. Bourdot et A. Galzin, *Hyménomycètes de France*, Paris, 1927.

(4) R. Osteux et J. Laturaze, *Clin. Chim. Acta*, **1**, 1956, p. 378-391.

(5) J. B. Stark, A. E. Goodban et H. S. Owens, *Anal. Chem.*, **21**, 1951, p. 413-415.

(6) Block, *A manual of paper chromatography*, New-York, 1955.

(7) *Nature*, **169**, 1952, p. 922.

(8) Les R_f calculés de l'acide pyrrolidone carboxylique et de l'acide glycolique diffèrent de ceux de Stark vraisemblablement par suite de l'emploi du papier Arches **302** et du déroulement de la chromatographie à une température constante de 20°.

(9) N. Ellfolk et L. M. Synge, *Biochem. J.*, **59**, 1955, p. 523.

(10) R. Osteux et J. Laturaze, *Comptes rendus*, **239**, 1954, p. 512.

(11) P. Boulanger, *An. Nutr. et l'Aliment*, **8**, 1954, p. 647.

(12) M. R. Stetten, *A symposium on amino acid metabolism*, Baltimore, 1955.
(13) J. Carles, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 39, 1957, p. 1177.

(*Laboratoire de Botanique agricole, Faculté des Sciences, Toulouse.*)

PHARMACOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur quelques propriétés physiologiques d'un alcaloïde fluorescent et photosensibilisateur extrait d'une graminée, le* Lolium perenne *L.* Note de M. **Raymond-Hamet**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

J. Melville et R. E. R. Grimmet [1] ont isolé d'une graminée, le *Lolium perenne* L., un alcaloïde cristallisé fluorescent, la perloline auquel E. P. White [2] a attribué la formule $C_{40}H_{34}O_7N_4$.

I. Reifer et N. D. Bathurst [3] ont constaté que la perloline produit de la photosensibilisation chez les souris auxquelles on l'injecte par la voie intrapéritonéale. Par la suite I. J. Cunningham et E. M. Clare [4] ont montré que cette photosensibilisation se produit non seulement chez la Souris mais encore chez les Paramécies et le Mouton, mais qu'elle est assez peu marquée. En outre, ils ont pu s'assurer, d'une part, que la photosensibilisation ne se produit pas quand le perloline est administrée au Mouton par la voie buccale, d'autre part, que cet alcaloïde disparaît rapidement de l'organisme quelle que soit la voie par laquelle on l'y introduit.

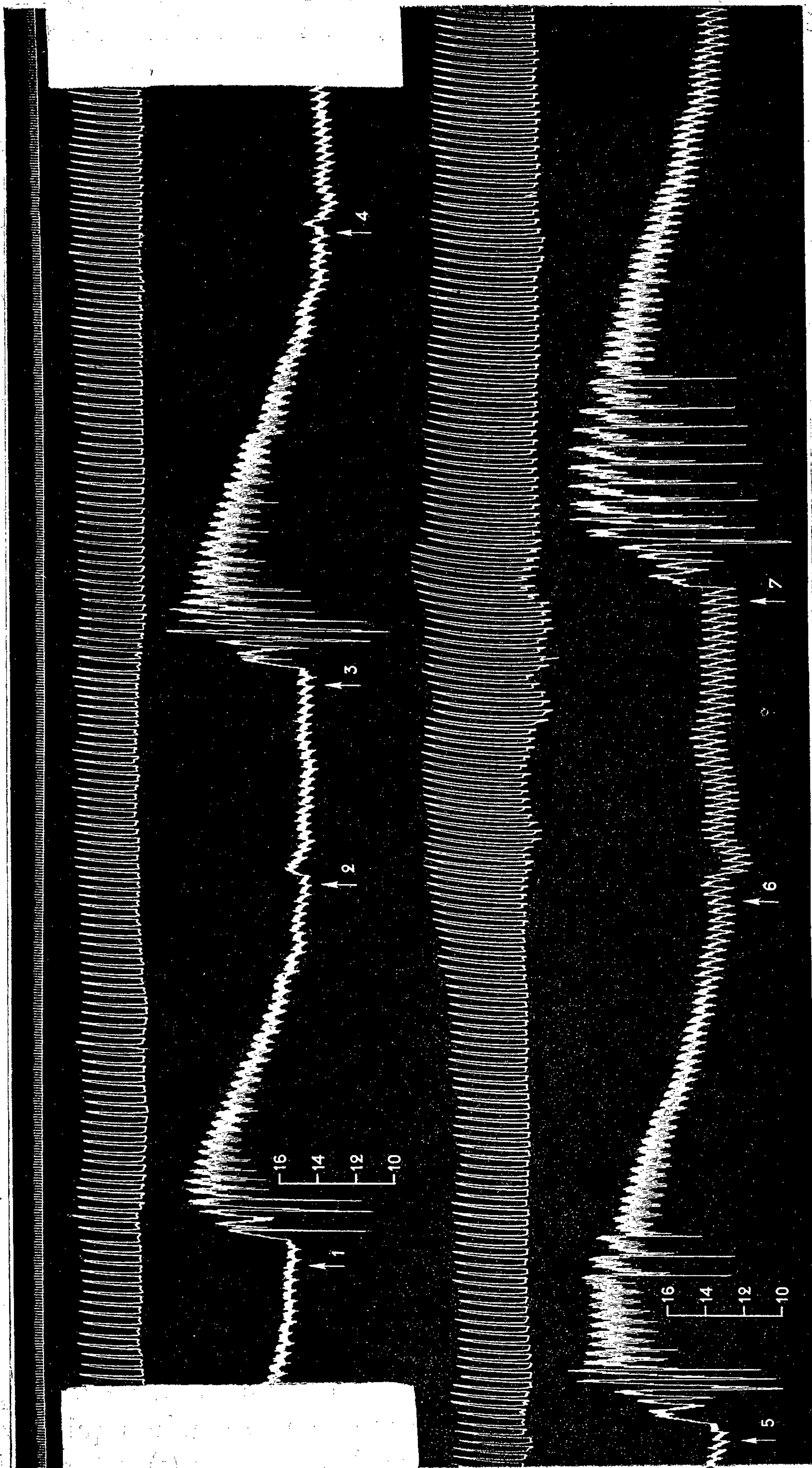
Grâce à un échantillon de chlorhydrate de perloline préparé par White lui-même, nous avons pu mettre en évidence quelques effets de cette substance injectée dans les veines du chien anesthésié par le chloralose.

Sur la pression artérielle, la perloline n'a qu'une action peu marquée, du moins aux doses auxquelles nous l'avons employée. En revanche, elle montre une activité excito-respiratoire très nette.

Dans l'expérience à laquelle se rapporte le tracé ci-joint, l'injection de 1 mg de perloline par kilogramme n'a produit qu'une hypertension peu marquée, la pression passant de 150 à 157, 150, 152, 148, 152 et 150 et qu'une accélération très faible du rythme respiratoire qui est passé de 8 à 9 en 28 s.

A la dose de 2 mg/kg, la perloline a encore très faiblement augmenté la fréquence des mouvements respiratoires qui s'est élevée de 9 à 10 par 28 s, mais a provoqué une hypotension, très peu marquée, il est vrai, puisque la pression n'a varié que de 143 à 147, 137, 142, 140 et 142 mm Hg.

Enfin à la dose de 4 mg/kg, la perloline n'a plus modifié le rythme des contractions respiratoires mais elle a augmenté très nettement leur amplitude qui s'est haussée de 22 à 34 mm, cependant qu'elle faisait apparaître une légère hypotension suivie d'une phase de faible mais durable hypertension, la pression passant alors de 138 à 142, 131, 141, 138, 148, 141, 143 et 140 mm Hg.



Expérience du 5 décembre 1956. Chien ratier à poils ras de 11 kg, anesthésié par le chloralose (12 cg/kg). 1re ligne : temps en secondes. 2e et 4e lignes : contractions respiratoires enregistrées par l'explorateur de la pulsation cardiaque de Marey. 3e et 5e lignes : modifications de la pression carotidienne enregistrées au moyen du manomètre à mercure. On a injecté dans la saphène, en 1, 3, 5, 7, 0,014 mg de bitartrate d'adrénaline pure de Hochst ; en 2, 11 mg ; en 4, 22 mg ; en 6, 44 mg de chlorhydrate de perloline préparé par White. Tracé réduit de moitié.

Il convient d'ajouter que la perloline augmente et prolonge l'hypertension adrénalinique sans diminuer corrélativement la bradycardie réflexe qu'entraîne normalement cette hypertension.

Au début de l'expérience, après injection de 0,014 mg d'adrénaline, la pression artérielle s'était élevée de 158 à 210, soit de 52 mm Hg puis était revenue à son niveau initial 107 s après le début de cette hypertension. De grandes oscillations cardiaques s'étaient manifestées au cours de cette hypertension.

Après administration de 1 mg de perloline par kilogramme, l'hypertension produite par la même dose d'adrénaline qu'auparavant a été de 70 mm Hg, la pression passant alors de 150 à 220 mm Hg, a duré 143 s et s'est accompagnée de grandes oscillations cardiaques plus marquées que précédemment.

Quand la dose totale de perloline injectée à l'animal fut de 3 mg (1+2 mg) par kilogramme, l'adrénaline, toujours à la même dose, entraîna une hypertension qui atteignit 73 mm Hg, la pression passant dans ce cas de 140 à 213, ne cessa qu'en 199 s et fit apparaître de grandes oscillations cardiaques encore accrues.

Enfin lorsque le chien eut reçu au total 7 mg de perloline par kilogramme (1 + 2 + 4 mg), l'adrénaline, ici aussi à la même dose, fit monter de 140 à 211, soit de 71 mm Hg, la pression artérielle qui ne revint à son niveau initial qu'en 227 s. Cette hypertension coexista avec de grandes oscillations cardiaques plus marquées et plus nombreuses encore qu'auparavant.

(1) *Nature*, **148**, 1941, p. 782 et *New Zeal. J. Sc. Techn.*, **24**, 1942, p. 149 B.
(2) *New Zeal. J. Sc. Techn.*, **27**, 1945, p. 38 B.
(3) *Ibid.*, **24**, 1942, p. 155 B.
(4) *Ibid.*, **25**, 1943, p. 167 B.

PHYSIOLOGIE. — *Action de la dl-thyroxine sur la durée d'évolution de la phase de grand accroissement du follicule chez la Poule domestique.* Note (*) de M. **Louis Lacassagne**, présentée par M. Clément Bressou.

L'administration par voie buccale de doses croissantes de *dl*-thyroxine à des poules en ponte, provoque une diminution des réserves vitellines de chaque ovule et un abaissement de l'intensité de ponte. Cette diminution des réserves vitellines est corrélative d'une augmentation de la durée d'évolution de la phase de grand accroissement du follicule.

La thyroxine inhibe partiellement ou totalement l'hyperlipémie, l'hyperprotéinémie, l'hypercalcémie et l'hyperphosphorémie sanguines qui suivent l'injection de gonadotrophine sérique (1) ou d'œstrogènes (2), (3) et réduit les réserves vitellines de chaque ovule (4), (5).

Nous avons administré à cinq poules âgées de 11 mois et maintenues dans un local conditionné en lumière (14 h par jour) et partiellement conditionné en température ($t \geq 12^{\circ}$ C) des quantités de *dl*-thyroxine croissantes.

Les doses quotidiennes successives ainsi administrées ont été de 0,5-1-1,5-2-2,5-3 et 3,5 mg. Chacune de ces doses fut distribuée durant une semaine sauf la première qui fut administrée durant trois jours seulement et la dernière qui fut administrée durant deux semaines afin d'obtenir un effet sur la totalité des couches vitellines des derniers œufs pondus. Un lot identique de cinq animaux fut pris comme lot témoin.

Nous avons évalué les réserves vitellines de chaque œuf par dessiccation sous vide et mesuré la durée d'évolution de la phase de grand accroissement du follicule à l'aide de colorants liposolubles. Ces colorants par leur dépôt dans le follicule permettent de reconstituer à partir des œufs pondus l'état de l'ovaire quel que soit le moment de l'expérience.

1° Nous avons vérifié que la thyroxine, dans ces conditions, abaisse de façon très sensible la quantité de vitellus renfermée dans chaque ovule; cette réduction est essentiellement fonction de la dose et peut atteindre une valeur moyenne égale à 27 % de la valeur des réserves avant le traitement hormonal. (Nous appelons ovule tout ovocyte détaché de l'ovaire et ceci depuis la rupture du follicule jusqu'à la ponte de l'œuf, que la fécondation soit intervenue ou non durant cet intervalle.)

2° Les différences entre les réserves vitellines extrêmes renfermées dans les ovules issus d'une même poule peuvent ainsi atteindre 48 % de la valeur moyenne de ces réserves avant l'administration de la thyroxine et ceci sans interruption de la ponte.

3° La diminution des réserves vitellines est due non pas à une déhiscence prématurée du follicule mais à un abaissement du taux de dépôt quotidien de vitellus, ce qui est en accord avec les conclusions de V. S. Asmundson et P. Pinsky ([5]).

4° Cette diminution de la quantité de vitellus renfermée dans chaque ovule est corrélative de l'augmentation de la durée de la phase de grand accroissement du follicule. Cette augmentation est importante comme le font ressortir les chiffres inscrits au tableau ci-dessous :

Durée d'évolution de la phase de grand accroissement du follicule.
(Moyenne par lot et par période, exprimée en jours.)

	Période de base.	Période de traitement.	Différence.	Différence significative à
Lot traité	7,35 ± 0,11	8,73 ± 0,17	+1,38	1 ‰
Lot témoin	7,22 ± 0,11	7,08 ± 0,09	−0,14	Non significative
Différence	0,13	1,65	–	–
Différence significative à	Non significative	1 ‰	–	–

Notons enfin que deux animaux traités ont respectivement pondu un œuf quelques jours après que la phase de grand accroissement, mesurée par le dépôt de vitellus, ait été achevée; c'est ainsi qu'un ovule dont l'évolution avait duré 10,5 jours n'a été pondu que 9 jours après et qu'un autre dont l'évolution s'était achevée en 8,5 jours n'a été pondu que 14,5 jours après le début de sa phase de grand accroissement.

(*) Séance du 13 novembre 1957.

(1) J. Clavert, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 1868.

(2) W. Fleishmann et J. A. Fried, *Endocrinology*, 36, 1945, p. 405-415.

(3) T. Hosoda, T. Kaneko, K. Mogi et T. Abe, *Tenth world's Poultry Congress*, 1954, p. 134-136.

(4) V. S. Asmundson, *Poul. Sc.*, 10, 1931 *a*, p. 157-165.

(5) *Poul. Sc.*, 14, 1935, p. 99-104.

(*Station de Recherches avicoles, Domaine de Vilvers, Jouy-en-Josas, Seine-et-Oise.*)

ENDOCRINOLOGIE. — *Action de la thyroxine et de l'hormone somatotrope sur le pancréas exocrine du jeune Rat.* Note (*) de M. **Antonio Sesso**, présentée par M. Robert Courrier.

Nous avons constaté que le pancréas du rat, pendant les phases précoces du développement post-natal, présente d'importantes modifications. A la naissance, les cellules exocrines présentent peu de granulations de zymogène, la basophilie cytoplasmique basale est faible, les nucléoles sont petits et peu colorables; les lobules pancréatiques sont grêles et séparés les uns des autres. Entre le 10e et le 15e jour de la vie, apparaissent les signes cytologiques classiques d'une activité sécrétoire intense : accumulation basale de ribonucléines, nucléoles de grande taille, grains de zymogène nombreux; corrélativement, le poids relatif de l'organe, par rapport au poids du corps, augmente brusquement. Les lobules se développent, se rapprochent, pour n'être plus séparés finalement que par de minces septums conjonctifs. Vers le 30e jour, l'organe a l'aspect qu'il aura chez l'adulte.

Nous avons recherché si ces modifications ne peuvent être conditionnées par voie hormonale. Nous avons étudié l'effet de la thyroxine (T) et de l'hormone somatotrope (H. S.), qui, dans beaucoup d'autres cas, se sont montrés actifs sur les organes en croissance.

Nos expériences ont été effectuées sur 60 rats de 8 à 10 jours, et organisées en factorielles 2 × 2, chaque groupe expérimental étant constitué par les quatre combinaisons possibles entre « Hormone somatotrope » à deux niveaux : non traité et injecté quotidiennement à la dose de 0,2 mg et « Thyroxine » à deux niveaux : non traité et dose quotidienne de 0,1 mg. Chaque groupe expérimental a été constitué par une nichée séparée, et les quatre traitements possibles ont été assignés par tirage au sort à quatre

individus de la nichée. Les injections ont été pratiquées pendant 3, 4, 5 ou 6 jours. Les résultats ont été analysés par l'analyse de variance. La thyroxine a été essayée également à la dose quotidienne de 0,2 mg, mais cette dose s'est révélée toxique, et les résultats avec cette série n'ont pas été pris en considération.

Le tableau présente les résultats des pesées du pancréas chez des animaux de 9 jours traités pendant 6 jours et sacrifiés le 16ᵉ jour de la vie, ainsi que l'analyse de variance correspondante. Les quatre premières colonnes indiquent les poids du pancréas en milligrammes pour 100 g de poids corporel.

	Nichées.				
	I.	II.	III.	IV.	Moyennes.
Contrôles	138	194	151	159	156
Thyr.	372	324	302	411	352
H. S.	170	231	167	214	195
Thyr. + H. S.	431	371	346	381	382
	Thyr.	H. S.	Interaction.	Nichées.	Erreur.
Carrés moyens	143 262	4 225	25	1 862	1 131
Degrés de liberté	1	1	1	3	9
F	81,77	3,74	<1	1,65	–

Le test F démontre que l'augmentation relative du poids du pancréas causée par la thyroxine est hautement significative ($P < 0,01$) tandis que l'hormone somatotrope n'a pas d'effet significatif ($P > 0,05$) et que l'interaction est négligeable.

Cytologiquement, les animaux injectés de thyroxine montrent une augmentation considérable de la quantité de grains de zymogène, de l'intensité de basophilie cytoplasmique basale, de la dimension des nucléoles. En outre, le tissu conjonctif interacineux et interlobulaire prend l'aspect et la disposition de l'adulte. Toutes ces modifications sont déjà bien visibles après trois jours de traitement et très marquées après cinq ou six jours. Les animaux traités par l'hormone somatotrope seule ne présentent pas de modifications par rapport aux témoins, ceux traités par un mélange des deux hormones ne diffèrent pas de ceux traités par la thyroxine seule.

Il semble donc bien que la thyroxine est capable de causer la « maturation » cytologique du pancréas, tandis que l'hormone somatotrope ne peut être considérée comme facteur essentiel de cette transformation.

(*) Séance du 7 octobre 1957.

ENDOCRINOLOGIE. — *Étude de la fonction corticosurrénalienne par la mesure simultanée de la corticostérone dans le sang périphérique et de l'acide ascorbique surrénalien.* Note de MM. **Roger Guillemin**, **Georges W. Clayton**, **J. Darrel Smith** et **Harry S. Lipscomb** (1), présentée par M. Robert Courrier.

La mesure des corticoïdes plasmatiques est plus sensible que celle de la concentration de l'acide ascorbique surrénalien en tant qu'index d'activité corticotrope. La mesure simultanée des deux variables montre que la corticoïdogénèse peut être stimulée sans modification décelable de la concentration surrénalienne en acide ascorbique.

Les méthodes usuelles de mesure de l'activité hypophysosurrénalienne ont, jusqu'ici, fait essentiellement appel à des critères indirects de l'activité corticosurrénalienne. La méthode de Sayers (2) basée sur les modifications de la concentration de l'acide ascorbique surrénalien a été et est encore le test le plus couramment utilisé pour apprécier la stimulation hypophyso-surrénalienne chez l'animal de laboratoire. Ce même test est aussi le bio-étalonnage officiel « provisoire » des diverses Pharmacopées pour l'hormone corticotrope (ACTH). Malgré l'utilisation intensive du test de Sayers depuis 1946, le rôle de l'acide ascorbique dans la corticoïdogénèse de « base », ou dans sa stimulation par l'ACTH, est encore complètement inconnu; les quelques hypothèses avancées dernièrement à ce sujet attendent une confirmation expérimentale. Ainsi, une large part de notre connaissance des rapports hypophysosurrénaliens est-elle basée sur les résultats d'une méthode dont nous ignorons la signification intime. En fait, nombre de situations expérimentales ont été rapportées qui suggèrent la possibilité de dissociations entre l'effet corticoïdogénique et la déplétion de l'acide ascorbique surrénalien. D'où l'intérêt d'une méthode simple qui permettrait de mesurer directement, dans un petit volume de plasma, les corticoïdes du type de la corticostérone (composé principal de la sécrétion surrénalienne du Rat) et qui serait suffisamment sensible pour permettre d'en étudier les variations dynamiques aux niveaux physiologiques.

Une technique capable de déterminer les corticoïdes libres dans 2 ml de plasma, et basée sur la fluorescence du cp. B dans SO_4H_2 (3), a été récemment mise à notre disposition grâce au Docteur R. Silber (4). Après un certain nombre de modifications secondaires, la méthode actuellement utilisée dans notre laboratoire mesure facilement 0,05 μg de cp. B dans un échantillon, avec des recouvrements de 88 à 113 % dans l'eau, 97,5 à 98,7 % dans le plasma, à des doses variant de 0,6 à 1,33 μg de cp. B (alcool libre) cristallisé. L'addition à des échantillons de plasma, d'adréna-

line, nor-adrénaline, 5-hydroxytryptamine, à des doses 100 à 1000 fois supérieures à celles rencontrées *in vivo* n'interfère pas avec la mesure des corticoïdes.

L'animal d'expérience est le Rat mâle Sprague-Dawley, de souche Holtzman, pesant de 150 à 200 g. Nos résultats montrent que chez l'animal normal, le niveau des corticoïdes circulant (exprimés en corticostérone) est de 9 à 15 μg/100 ml de plasma. Ce chiffre tombe à 3 ou 4,5 après surrénalectomie bilatérale ou hypophysectomie; l'origine de cette fluorescence résiduelle reste à déterminer. L'injection de 0,25 et 0,50 m U d'ACTH (référence standard U. S. P.) chez l'hypophysectomisé, produit une augmentation des corticoïdes circulant qui est maximale à la 15e minute après l'injection, avec retour progressif vers le niveau de départ entre 30 et 60 mn, fonction de la dose injectée (tableau 1 A). La réponse obtenue à un temps donné semble être une fonction linéaire du logarithme de la dose d'ACTH administrée; la limite inférieure de sensibilité de la méthode est d'environ 0,1 mU d'ACTH référence standard U.S.P. (tableau 1 B).

TABLEAU I.

Concentration des corticoides plasmatiques libres et de l'acide ascorbique surrénalien après injection d'ACTH.

A, *en fonction du temps;* B, *en fonction de la dose.*

	Temps (mn).	ACTH (mU).	Acide ascorbique (μg % mg sur).	Cp. B (μg% ml/plasma).	Variations. Acide ascorbique % contrôles.	Variations. Cp. B % contrôles.
A...	0	Contrôles	474 ± 12	5,5 ± 0,2	–	–
	15	0,25	412 ± 26	19,9 ± 2,3	– 8	+261
	30	0,25	427 ± 14	10,3 ± 0,7	– 9	+ 87
	60	0,25	415 ± 6	5,9 ± 0,5	–12	+ 7
	15	0,50	365 ± 5	38,8 ± 2,9	–22	+605
	30	0,50	367 ± 5	22,3 ± 1,7	–22	+305
	60	0,50	384 ± 16	7,1 ± 0,5	–19	+ 7
B...	0	Contrôles	472 ± 10	5,8 ± 0,1	–	–
	15	0,05	503 ± 6	5,7 ± 0,3	–	–
	15	0,1	485 ± 13	7,8 ± 0,8	–	+ 36
	15	0,2	474 ± 15	11,6 ± 1,5	–	+100
	15	0,4	408 ± 13	27,2 ± 1,6	–13	+369
	15	0,8	357 ± 12	37,3 ± 2,3	–32	+543

A et B sont deux expériences différentes, faites séparément sur deux envois d'animaux différents.

Chez l'animal normal sous anesthésie au pentobarbital, le *stress* (approche de la carotide commune gauche et injection intracarotidienne de 0,2 ml ClNa 0,9 %) augmente le niveau des corticoïdes circulant de 15 à 57 μg

pour 100 ml de plasma, la concentration maximale étant observée 15 mn après le début de l'opération. La même technique de « stress » chirurgical est sans effet sur le niveau des corticoïdes restant chez l'animal surrénalectomisé ou hypophysectomisé.

La mesure concomitante des concentrations de l'acide ascorbique surrénalien chez les mêmes animaux montre qu'il est possible d'observer une stimulation considérable de la corticoïdogénèse sans variation de l'acide ascorbique (tableau 1 A et 1 B). D'autre part, la chute de l'acide ascorbique, maximale 15 mn après injection d'ACTH, reste à ce niveau pendant 60 mn, plusieurs heures ou au contraire tend à disparaître, suivant la dose d'ACTH administrée; pendant ce même temps les corticoides plasmatiques montrent des changements dynamiques considérables (tableau 1 A). Ainsi non seulement la mesure des variations de l'acide ascorbique semble-t-elle moins sensible que celle des corticoïdes plasmatiques, mais surtout ne donne-t-elle pas une image exacte du degré de stimulation de la corticosurrénale à un temps donné.

(1) Travail subventionné par le Ministère de la Santé, U. S. Public Health Service (No A-1276).

(2) M. A. SAYERS, G. SAYERS et L. WOODBURY, *Endocrinology*, 42, 1948, p. 379.

(3) G. SWEAT, *Ann. Chem.*, 26, 1954, p. 773.

(4) Communication personnelle, 1957.

(*Baylor University College of Medicine, Houston, U. S. A.*)

ANATOMIE COMPARÉE. — *L'évolution du Cartilage de Meckel chez un Insectivore, la Taupe* (Talpa europæa *L.*). Note de Mlle **MADELEINE FRIANT**, présentée par M. Émile Roubaud.

Chez les Mammifères, le Cartilage de Meckel s'ossifie, au cours de l'ontogénie. Mais, à son niveau, l'évolution cytologique varie avec les genres. On peut ainsi la résumer :

Cartilage ——→ Tissu conjonctif ——→ Os conjonctif (*Talpa*)

ou

Cartilage ——————————→ Os enchondral (le plus souvent).

Les Insectivores constituent un ordre très primitif de Mammifères euthériens et, parmi eux, la Taupe (*Talpa*) est, à beaucoup d'égards, l'un des plus archaïques. La présente étude se rapporte à un fœtus de *Talpa europæa* L., d'une longueur de 37 mm, originaire de Hollande (2). Les coupes histologiques pratiquées sur ce fœtus sont horizontales et numérotées de haut en bas.

1. *Le Cartilage de Meckel du fœtus de Taupe.* — Le Cartilage de Meckel, très constant au niveau de la mâchoire inférieure du fœtus des Mammifères et de l'Homme, correspond à la région antérieure du premier arc viscéral (arc mandibulaire) des Poissons cartilagineux, où il persiste toute la vie; il demeure, typiquement, séparé de son homologue, sur la ligne médiane.

Chez le fœtus de *Talpa europæa :*

1° Vers l'avant, le Cartilage de Meckel est *continu :* on ne voit pas d'interruption entre le Cartilage du côté droit et celui du côté gauche (coupe 9). Cette morphologie exceptionnelle tient, de toute évidence, à la vie très particulière, souterraine et fouisseuse, de la Taupe. A ce niveau, la substance cartilagineuse est normale.

2° Plus bas (coupe 10), le Cartilage est divisé en son milieu, mais dans la région postérieure seulement.

3° Sur des coupes inférieures (11 et 12), il existe deux sections symétriques ovalaires, l'une droite, l'autre gauche, comme il est de règle. Vers l'avant de chaque section, les cellules cartilagineuses forment un îlot, au contact du périchondre; vers l'arrière, il existe, maintenant, une masse de tissu *conjonctif* qui dérive du Cartilage, ainsi qu'on le voit mieux encore sur la coupe 15, où les cellules cartilagineuses se transforment en cellules conjonctives par allongement de leur noyau, disparition progressive de leur capsule et de la substance fondamentale cartilagineuse qui les entourait. Parmi les travées d'os conjonctif constituées en dehors du Cartilage, certaines se prolongent à l'intérieur du tissu conjonctif néoformé, qui s'ossifie peu à peu. Il n'y a pas d'os enchondral : la mandibule tout entière provient donc d'une *ossification conjonctive.* Fait remarquable, les centres cartilagineux de la base du crâne évoluent comme le Cartilage de Meckel, en sorte que leur ossification est, elle aussi, conjonctive.

2. *Considérations sur l'évolution du Cartilage de Meckel, chez les Mammifères.* — Il existe une différence essentielle dans l'évolution du Cartilage de Meckel de *Talpa*, d'une part, des *Rongeurs* (*Mesocricetus*), d'autre part. En ce qui concerne ces derniers, il se produit, en effet, une *ossification* directe de la substance fondamentale *cartilagineuse* ([2]).

Quant à l'*ossification conjonctive* du Cartilage de Meckel, elle s'observe, non seulement chez la Taupe, mais aussi chez le Tarsier (*Tarsius spectrum* Geoffr.), d'après un fœtus avancé, dont j'ai examiné les coupes histologiques ([3]). *Talpa* et *Tarsius* sont, on le sait, des représentants très archaïques d'Ordres d'Euthériens, eux-mêmes fort primitifs : Insectivores et *Primates.*

3. *Conclusions.* — Les divergences si nombreuses des Anatomistes au sujet de la « disparition du Cartilage de Meckel » tiennent, au moins en partie, au fait que ce cartilage devient substance *conjonctive,* avant de

se calcifier, chez certains Mammifères archaïques, alors que chez d'autres, évolués, comme les Rongeurs, l'ossification se constitue directement, à partir du cartilage : c'est une *ossification enchondrale*.

En somme, le Cartilage de Meckel se calcifie, au cours de l'ontogénie; mais, à son niveau, l'évolution cytologique varie avec les genres considérés; on peut ainsi la résumer :

Cartilage ⟶ Tissu conjonctif ⟶ Os conjonctif (*Talpa*, *Tarsius*)

ou, en général,

Cartilage ⟶ Os enchondral.

L'ossification conjonctive est certainement le mode d'ossification le plus primitif.

(1) Cette pièce très intéressante, qui appartient au Laboratoire d'Anatomie et d'Embryologie de l'Université d'Utrecht, a été mise à ma disposition par M. le Professeur J. H. van Deth.

(2) M. Friant, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1071.

(3) Au Laboratoire Hubrecht, à Utrecht.

BIOLOGIE. — *Constance de la relation de croissance nucléocytoplasmique dans certains neurones pendant le développement.* Note (*) de MM. **André R. Cruz** et **Lucien Lison**, présentée par M. Robert Courrier.

Nous avons étudié la relation nucléocytoplasmique dans divers types de neurones chez le Crapaud *Bufo marinus* et chez la Poule, dès l'époque où ces neurones peuvent être distingués dans les stades jeunes du développement embryonnaire jusque chez l'adulte. La présente Note se réfère aux résultats obtenus pour les neurones des ganglions sympathiques paravertébraux, chez la Poule et les neurones des ganglions sensitifs spinaux, chez le Crapaud. Par volume cytoplasmique, nous entendons le volume du péricaryon après déduction du volume nucléaire; des études de G. Levi (1) résulte que le volume des prolongements est proportionnel à celui du péricaryon, et par conséquent la mesure de celui-ci ne diffère de celle du volume cytoplasmique total que par un facteur constant.

La relation N/C n'est pas constante, mais va en diminuant à mesure que le volume cellulaire s'accroît. Cependant, si, au lieu de comparer les volumes, on compare leurs logarithmes, on constate que ceux-ci restent en proportion constante : dans un graphique où l'on porte en abscisses les logarithmes des volumes nucléaires et en ordonnées les logarithmes des volumes cytoplasmiques, les points s'ordonnent suivant une droite.

Nous avons soumis à l'analyse statistique les lignes de régression des loga-

rithmes volume nucléaire (log N) sur les logarithmes volume cytoplasmique (log C). Chez un même animal, les neurones d'un même type présentent des différences de volume assez considérables, et par conséquent on peut calculer des lignes de régression séparées pour chaque animal. Chez la Poule, nous avons trouvé pour les neurones ganglionnaires sympathiques des coefficients de régression de 0,59, 0,44, 0,53, 0,46, 0,45, 0,49 respectivement chez des embryons de 10, 14 et 16 jours d'incubation, et chez des individus de 100, 440 et 890 g.

D'autre part, les neurones cessent de se multiplier très tôt et s'accroissent en taille à mesure que l'animal grandit; par conséquent, on peut calculer une ligne de régression entre moyennes d'animaux différents. Pour les six animaux précédents, nous avons trouvé pour cette ligne un coefficient de régression égal à 0,46. L'analyse de variance des régressions, indiquée dans le tableau ci-dessous, permet d'étudier la signification de ces résultats; pour chaque animal, 25 cellules ont été mesurées.

Source de variation.	Somme des carrés.	Degrés de liberté.	Carré moyen.
Variation totale	11 652 (*a*)	148	–
Entre animaux	3 307 (*b*)	4	–
Entre cellules d'un même animal	8 326 (*c*)	142	58,6
Différence entre « Régression entre animaux » et « Régression moyenne entre cellules d'un même animal »	21 (*d*)	1	21,0
Déviations depuis les régressions individuelles.	8 076 (*e*)	138	58,5
Différences entre les six régressions « Entre cellules d'un même animal »	250 (*f*)	5	50,0

(*a*), (*b*), (*c*), $Sy^2-(Sxy)^2/Sx^2$; $Y = \log N$; $X = \log C$;
(*d*), $a-(b+c)$;
(*e*), Somme des $[Sy^2-(Sxy)^2/Sx^2]$ calculés pour chaque animal séparément;
(*f*), $c-e$.

Les tests de signification démontrent qu'il n'y a pas de différence significative entre les coefficients de régression obtenus séparément chez des animaux différents ($F = 50 : 58{,}5 = 0{,}85$) et que ceux-ci ne diffèrent pas du coefficient de régression entre moyennes des animaux ($F = 21{,}0 : 58{,}6 = 0{,}39$). Il y a donc constance parfaite du rapport log N/log C pour tous les neurones, à la fois pendant la différenciation cellulaire (qui cause les différences de tailles chez un même individu) et pendant la croissance cellulaire (qui cause les différences de tailles moyennes chez des individus différents).

L'équation qui exprime la relation entre volume nucléaire et volume cytoplasmique $\log N = \log a + b \log C$, mise sous une autre forme $N = aC^b$, représente la relation d'allométrie bien connue, qui décrit les dimensions relatives entre deux organes, ou entre un organe et l'organisme entier

[J. S. Huxley (2), G. Teissier (3), E. C. R. Reeve, J. S. Huxley, P. B. Medawar, O. W. Richards et A. J. Kavanagh (4)]. Il est intéressant de la voir se vérifier à l'échelle intracellulaire et de constater avec quelle exactitude elle est applicable à notre matériel, qui présente une variation de taille extrêmement ample, beaucoup plus ample que celle des autres objets où la relation d'allométrie a été décrite : les valeurs extrêmes de volume cytoplasmique dans les neurones que nous avons étudiés représentent en effet une différence de taille de l'ordre de 1 à 3 500.

(*) Séance du 7 octobre 1957.

(1) *Arch. Ital. Anat.*, 5, 1906, p. 291.

(2) *Problems of relative Growth*, London, 1932.

(3) *Trav. Stat. Biol. Roscoff*, 9, 1931; *Ann. Physiol. et Physico-Chimie Biol.*, 12, 1936; *Biometrics*, 4, 1948.

(4) *Essays on Growth and Form.*, Oxford, 1945.

GÉNÉTIQUE. — *Analyse des groupes de liaison génétique de différentes souches donatrices d'*Escherichia coli K 12. Note (*) de MM. **François Jacob** et **Élie L. Wollman**, transmise par M. Jacques Tréfouël.

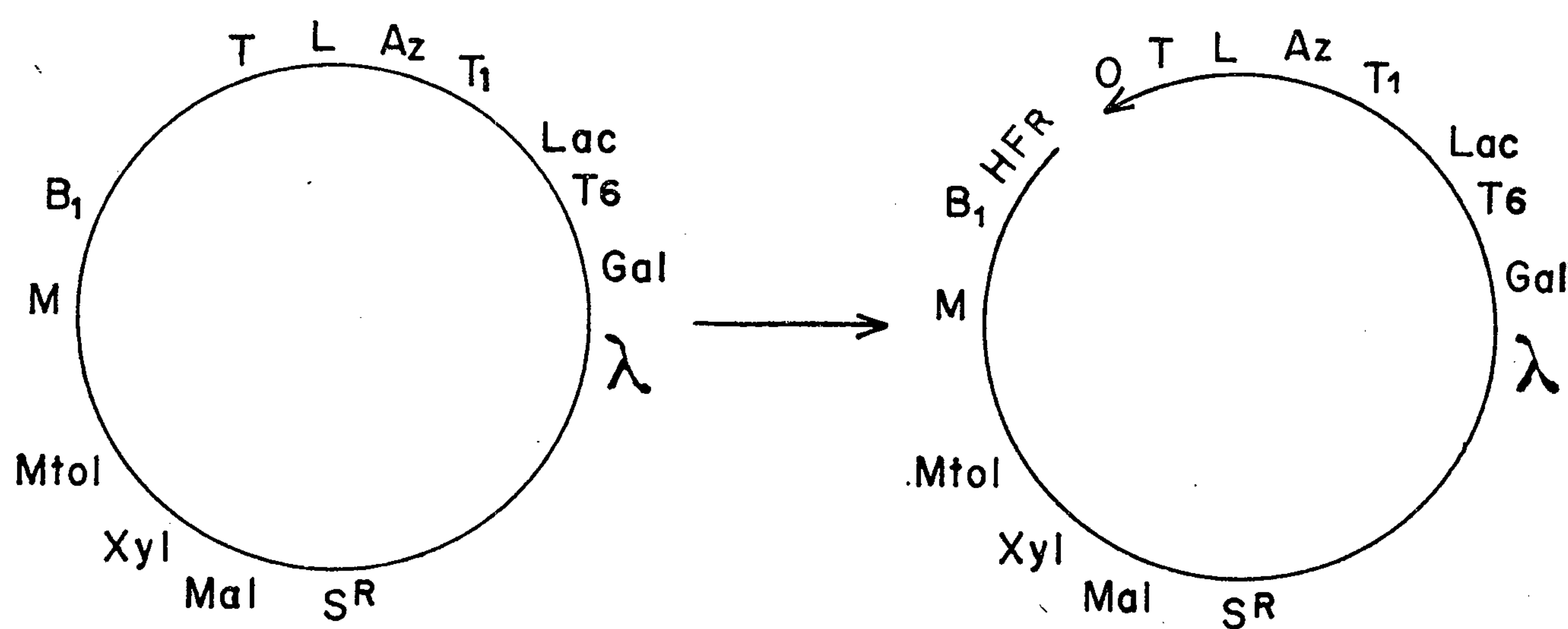
L'analyse génétique des caractères transférés à haute fréquence par différents mutants Hfr conduit à disposer l'ensemble des caractères génétiques d'*E. coli* K 12 sur une courbe fermée. La mutation $F^+ \rightarrow$ Hfr pourrait s'expliquer par l'ouverture de cette courbe fermée en un point et l'insertion du « facteur sexuel » à l'une des extrémités ainsi définies, l'autre extrémité devenant l'origine.

La majorité (sinon la totalité) des recombinants formés dans un croisement entre bactéries F^+ et F^-, est le fait de rares mutants Hfr (haute fréquence de recombinaison) apparus spontanément dans la population de bactéries donatrices F^+ (1). Pour un type de Hfr donné, la conjugaison comporte le transfert orienté du chromosome des bactéries Hfr aux bactéries réceptrices F^-, la même extrémité O (origine) du chromosome Hfr pénétrant toujours la première dans les bactéries F^- (2). Au cours de la pénétration du chromosome Hfr, des ruptures spontanées se produisent de telle sorte que la grande majorité des zygotes ne reçoivent qu'un segment chromosomique des bactéries Hfr (3). Le transfert de la totalité du chromosome Hfr, quoique possible, est par conséquent exceptionnel : la fréquence de transmission d'un caractère génétique du type parental Hfr à un recombinant est donc d'autant moins probable que ce caractère est situé plus loin de l'origine O.

Divers types de mutants Hfr ont été isolés et, pour chacun de ces types, on a déterminé, d'une part, les caractères transmis à haute fréquence et, d'autre part, l'ordre de leur transfert (2). Quelques-unes des séquences ainsi déterminées sont rapportées ci-dessous (4) :

Type Hfr H	O TL Az T_1 Lac T_6 Gal λ
» 1	O L T B_1 M Mtl Xyl Mal Sm
» 2	O T_1 Az L T B_1 M Mtl Xyl Mal Sm
» 3	O T_6 Lac T_1 Az L T B_1 M Mtl Xyl Mal Sm
» 4	O B_1 M Mtl Xyl Mal Sm λ Gal
» 5	O M B_1 T L Az T_1 Lac T_6 Gal λ

On voit que les divers types de mutants Hfr diffèrent, non seulement quant à la nature du segment chromosomique transféré à haute fréquence, mais encore par l'ordre dans lequel les caractères portés par ce segment pénètrent dans les bactéries réceptrices. Les liaisons entre caractères génétiques demeurent cependant inchangées, sauf en ce qui concerne les caractères qui, pour un type de Hfr donné, se trouvent liés à l'origine O. Par exemple, chez les types 2, 3 et 5, les caractères TL sont liés d'un côté aux caractères Az et T_1, de l'autre aux caractères B_1 et M. Chez le type Hfr H, les caractères TL, liés à O d'un côté, restent liés de l'autre à Az et T_1, mais ne sont plus liés à B_1 et M. Chez le type 1, au contraire, les caractères TL liés à O d'un côté, le sont de l'autre à B_1 et M et non plus à Az et T_1. Ceci est vrai pour toutes les souches Hfr étudiées jusqu'ici, quelle que soit la souche F^+ d'*E. coli* K 12 à partir desquelles elles ont été isolées. Il semble donc exister, par delà la diversité des types de mutants Hfr, un ordre univoque dans lequel peuvent être disposés les différents caractères génétiques d'*E. coli* K 12.



Représentation schématique du groupe de liaison d'*E. coli* K 12 et du mécanisme hypothétique d'une mutation $F^+ \rightarrow$ Hfr.

En rapprochant les résultats de l'analyse génétique des segments chromosomiques transférés à haute fréquence par divers types de bactéries Hfr, on peut tenter de dresser une carte génétique de l'ensemble des caractères étudiés chez *E. coli* K 12. En procédant de proche en proche, on parvient

à la conclusion que ces caractères sont tous liés, de part et d'autre, les uns aux autres, ce qui conduit à les disposer le long d'*une courbe fermée*, une circonférence par exemple (voir *figure*). Alors que le groupe de liaison d'un type particulier de Hfr peut être représenté par une ligne interrompue dont l'une des extrémités est l'origine O caractéristique de ce type, il n'existe en effet aucune raison pour interrompre en un point quelconque le groupe de liaison déduit de l'étude de l'*ensemble* des types Hfr. Comme les différents types de Hfr proviennent, par mutation, de bactéries F^+, on peut imaginer que la représentation circulaire obtenue par juxtaposition des segments transmis à haute fréquence par ces types Hfr pourrait correspondre au groupe de liaison des bactéries F^+.

Il est inutile de souligner que cette représentation n'est encore qu'un schéma destiné à rendre compte de l'ensemble des résultats. Elle permet d'expliquer les difficultés rencontrées dans l'analyse des croisements $F^+ \times F^-$ lorsqu'on tentait de disposer l'ensemble des caractères génétiques d'*E. coli* K 12 sur un même groupe de liaison linéaire ([5]), ([6]).

Dans cette représentation circulaire, le groupe de liaison d'un type quelconque de Hfr peut être obtenu en ouvrant la courbe fermée en un point déterminé et en insérant l'origine O à l'une des extrémités ainsi formées, ce qui définit à la fois la nature du segment génétique transféré à haute fréquence et l'ordre de transfert des caractères portés par ce segment.

Dans un croisement $F^+ \times F^-$, seul le facteur sexuel F est transmis à haute fréquence. Dans un croisement Hfr $\times F^-$, les recombinants formés à haute fréquence sont F^-. Seuls certains des recombinants formés à basse fréquence sont Hfr ([6]), ([7]) (d'autres sont F^-). La mutation $F^+ \rightarrow$ Hfr comporte donc à la fois le passage d'un groupe de liaison vraisemblablement circulaire à un groupe de liaison linéaire défini par son origine O, et une modification considérable de la fréquence de transmission du déterminant sexuel (F^+ ou Hfr). Tout se passe comme si celui-ci se trouvait dorénavant lié aux caractères génétiques qui sont transmis avec la fréquence la plus basse dans un croisement Hfr $\times F^-$, c'est-à-dire aux caractères qui sont transférés les derniers. Nous avons pu vérifier qu'il en était bien ainsi pour les diverses souches de Hfr que nous avons étudiées.

On est donc conduit à faire l'hypothèse que la mutation $F^+ \rightarrow$ Hfr comporterait un seul événement : l'insertion du facteur sexuel en un point du groupe de liaison circulaire. Cette insertion aurait pour conséquence l'ouverture de la courbe fermée, dont l'une des extrémités porterait désormais le facteur sexuel et dont l'autre extrémité deviendrait l'origine O du groupe de liaison linéaire ainsi formé. Par ses propriétés, le facteur sexuel serait donc comparable aux « éléments de contrôle » décrits chez le Maïs ([8]).

(*) Séance du 13 novembre 1957.

(1) F. JACOB et E. L. WOLLMAN, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 303.
(2) E. L. WOLLMAN et F. JACOB, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 2449.
(3) E. L. WOLLMAN et F. JACOB, *Ann. Inst. Pasteur*, **93**, 1957, p. 323.
(4) Synthèses de la thréonine (T), leucine (L), méthionine (M), vitamine B_1 (B_1), fermentation du lactose (Lac), galactose (Gal), maltose (Mal), xylose (Xyl), mannitol (Mtl), résistance à la streptomycine (Sm), au nitrure de sodium (Az), aux phages T_1 et T_6; prophage λ.
(5) R. CLOWES et D. ROWLEY, *J. gen. Microb.*, **11**, 1954, p. 250.
(6) L. L. CAVALLI-SFORZA et J. L. JINKS, *J. Genetics*, **54**, 1956, p. 87.
(7) W. HAYES, *Cold Spring Harbor Symp. Quant. Biol.*, **18**, 1953, p. 73.
(8) B. MC CLINTOCK, *Cold Spring Harbor Symp. Quant. Biol.*, **21**, 1956, p. 197.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Les nucléotides acidosolubles de l'encéphale du Rat et du Lapin.* Note (*) de M. **PAUL MANDEL** et Mme **SUZANNE HARTH**, présentée par M. René Fabre.

La fraction acidosoluble du cerveau du Rat et du Lapin contient des nucléosides mono-, di- et triphosphates de l'adénine, de la guanine, de la cytosine et de l'uracyle. Les adénosines-nucléotides représentent environ la moitié du total. Les différences entre les deux espèces étudiées sont faibles.

Les données récentes (1), (2), (3), (4) sur le rôle des nucléotides acidosolubles comme coenzymes et comme précurseurs dans la synthèse des acides ribonucléiques (5), nous ont incité à étudier la répartition et le métabolisme des nucléosides mono-, di- et triphosphates dans le système nerveux central. Nous n'avons relevé dans la bibliographie qu'une chromatographie de cerveau de Rat présentée à titre de comparaison avec celle des tissus cancéreux sans que les auteurs fournissent d'indications quantitatives sur la répartition des divers nucléotides (6).

Les essais qui font l'objet de la présente Note ont porté sur les hémisphères cérébraux de 133 rats blancs et de 12 lapins. Les rats âgés de 6 à 15 mois, d'un poids variant de 200 à 300 g et les lapins d'un poids de 1,5 à 2,5 kg ont été sacrifiés par décapitation et la tête immédiatement immergée dans un mélange d'acétone et neige carbonique. Nous avons ensuite prélevé les cerveaux qui restaient congelés pendant toute la durée de la dissection dans une vitrine à — 5°. Après un broyage à l'homogénéiseur de Potter dans l'acide perchlorique 0,6 N et à 0°, la fraction acido-soluble a été séparée par centrifugation à 20 000 t/mn pendant 20 mn dans une centrifugeuse réfrigérée « Spinco L ». Le culot a subi une nouvelle extraction par l'acide perchlorique 0,2 N dans les conditions déjà citées et l'ensemble des fractions acido-solubles a été neutralisé par la potasse à la température de — 5°. Après séparation du perchlorate de potasse insoluble par centrifugation dans une centrifugeuse réfrigérée à 0°, le surnageant

a été soumis à une chromatographie sur colonne de « Dowex 1 X 8 » (200 à 400 *mesh*) selon la technique de H. Schmitz et coll. (2), (3), (4). Nous avons effectué 12 chromatographies sur des lots de 10 à 20 cerveaux de rats et 3 chromatographies portant sur 4 lapins chacune. Le résultat d'une des chromatographies portant sur 20 hémisphères cérébraux de rats est représenté dans la figure 1.

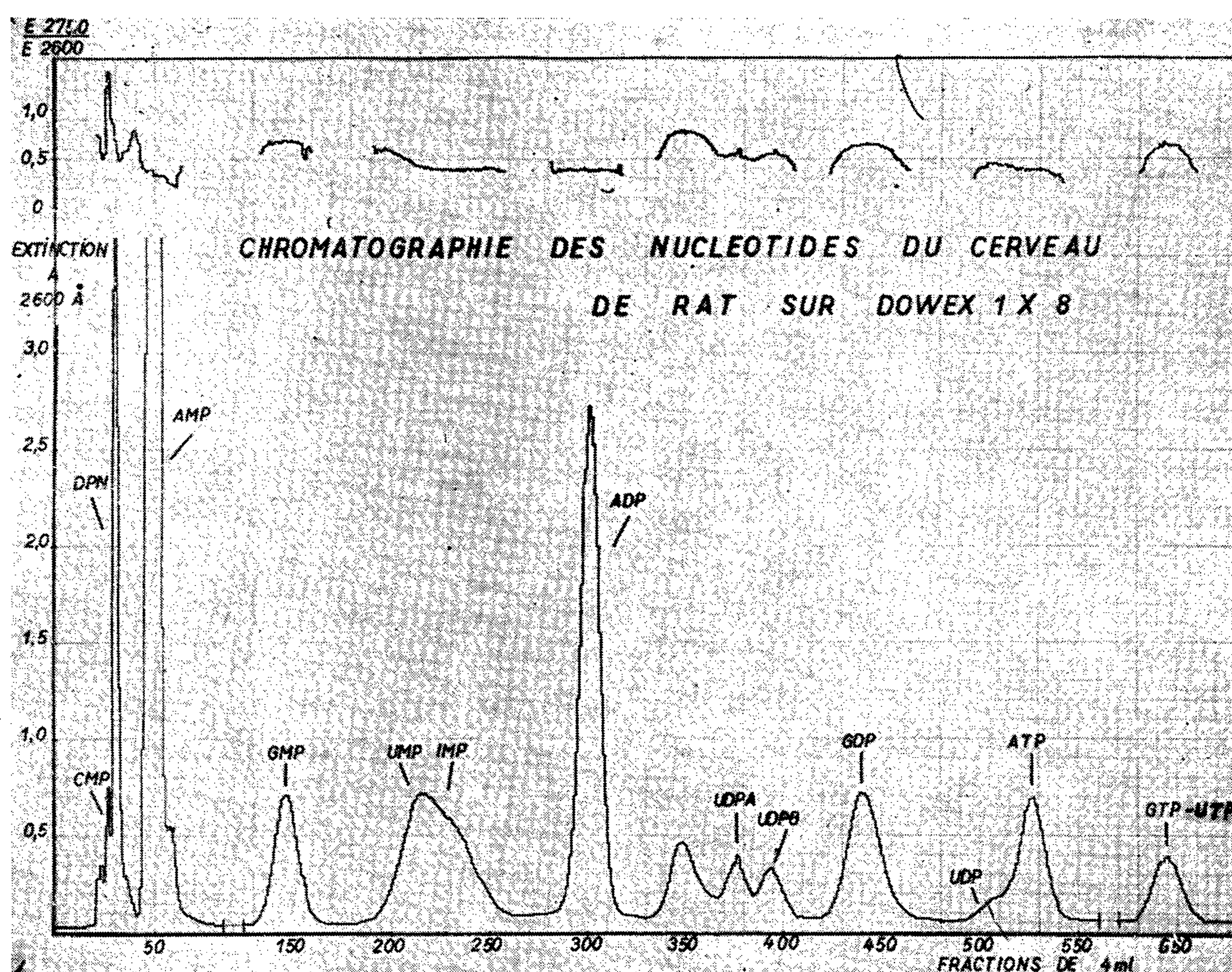


Fig. 1. — La nature des composés des divers pics a été déterminée après rechromatographie sur colonne tenant compte de l'absorption dans l'ultraviolet à deux longueurs d'onde 2 600 et 2 750 Å, des résultats du dosage des phosphates selon A. P. Briggs (7), de la détermination des pentoses selon W. Mejbaum (8) et d'une identification par chromatographie sur papier Whatman n° 1 à l'aide des solvants suivants : isobutyrate d'ammonium (100 : 60), propanol-ammoniaque-eau (60 : 30 : 10). Après élution des spots, des courbes d'absorption détaillées ont été effectuées; la réalité de la liaison 5-phosphate des divers nucléotides a été démontrée par l'étude de l'hydrolyse à l'aide d'une 5-phosphonucléotidase. Dans le cas de l'uridine-diphosphate-glucose (U. D. P. Gl.), l'identité de l'ose a été établie par chromatographie sur Whatman n° 1 (solvant : pyridine-acétate d'éthyle-eau, 1 : 2 : 2). Pour la mise en évidence de l'uridine-diphosphate-N-acétyl-glucosamine (U. D. P. A.), nous avons employé la réaction d'Aminoff et coll. (9) modifiée par Reissig et coll. (10). Le diphosphopyridine-nucléotide (D. P. N.) a été identifié selon Colowick et coll. (11).

Il résulte de l'ensemble de nos essais qu'on trouve dans le cerveau des nucléosides mono-, di- et triphosphates de l'adénine, de la guanine, de l'uracyle et de la cytosine à côté de l'U.D.P.Gl, l'U.D.P.A. et du

D.P.N. comme c'est le cas pour un certain nombre d'autres tissus ou microorganismes étudiés jusqu'à présent ([2]), ([3]), ([4]), ([12]). La cytidine-diphosphate dont nous avons de fortes raisons de soupçonner la présence n'a pu être mise en évidence de façon formelle dans nos chromatogrammes sans doute à cause des faibles quantités de substances disponibles.

En exprimant en micromolécules les valeurs trouvées pour les divers nucléotides, on constate que chez les rats les nucléotides de l'adénine représentent en moyenne 55 % de la totalité, ceux de la guanine 15 %, ceux de l'uracyle 11 % et ceux de la cytosine 3 %. On trouve également en moyenne 11 % des nucléotides sous forme d'inosine-monophosphate et 2,7% de D.P.N. Chez le Lapin, les nucléotides de l'adénine représentent 49 % de la totalité, ceux de la guanine 20 %, ceux de l'uracyle 16 % et ceux de la cytosine 2 à 4 %; en ce qui concerne l'ac. inosique, il représente 4 % de la totalité des nucléotides alors que le D. P. N. figure en moyenne pour 0,8 %.

Si l'on compare la répartition des nucléotides libres chez les deux espèces considérées, il s'avère que le taux des adénines et des cytidines nucléotides ainsi que le D.P.N. est légèrement supérieur et celui des nucléotides de la guanine et de l'uracyle légèrement inférieur chez le Rat alors que l'inosine se retrouve dans la même proportion chez les deux espèces. A l'intérieur des divers groupes, signalons la prédominance de l'adénosine-monophosphate parmi les adénines nucléotides et de la guanosine-diphosphate parmi les nucléotides de la guanine.

(*) Séance du 13 novembre 1957.

([1]) C. E. Carter, *Annual Review of Biochemistry*, 3, 1956, p. 123.
([2]) R. B. Hurlrert, H. Schmitz, A. F. Brumm et V. R. Potter, *J. Biol. Chem.*, 209, 1954, p. 23.
([3]) H. Schmitz, R. B. Hurlbert et V. R. Potter, *J. Biol. Chem.*, 209, 1954, p. 41
([4]) H. Schmitz, V. R. Potter et R. B. Hurlbert, *Cancer Research*, 14, 1954, p. 58.
([5]) M. Grunberg-Manago et S. Ochoa, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 3165.
([6]) H. Schmitz, V. R. Potter, R. B. Hurlbert et D. White, *Cancer Research*, 14, 1954, p. 66.
([7]) *J. Biol. Chem.*, 53, 1922, p. 13.
([8]) *Z. Physiol. Chem.*, 258, 1939, p. 117.
([9]) D. Aminoff, W. T. G. Morgan et W. M. Watkins, *Biochem. J.*, 51, 1952, p. 379.
([10]) J. L. Reissig, J. L. Strominger et L. F. Leloir, *J. Biol. Chem.*, 217, 1955, p. 959.
([11]) S. P. Colowick, N. O. Kaplan et M. M. Ciotti, *J. Biol. Chem.*, 191, 1951, p. 447.
([12]) J. Gregoire, J. Gregoire et N. Limozin, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 140.

(*Institut Chimie biologique, Faculté de Médecine, Strasbourg.*)

PHARMACODYNAMIE. — *Toxicités comparées du S-gaïazulène, du chamazulène et de leurs dérivés 3-monosulfonés pour la Souris blanche.* Note de M. **Fernand Caujolle**, Mlle **Denise Meynier** et M. **Ngoc-Anh Huynh**, présentée par M. René Fabre.

Sur la Souris blanche, seuls les effets toxiques immédiats du S-gaïazulène sont connus ([1]), ([2]).

1° Les azulènes étudiés ont été administrés en une injection intrapéritonéale unique sous forme de solutions huileuses titrées de 10 à 50 % à des souris de 20 ± 1 g. L'intoxication s'accompagne de photophobie, d'hypothermie, d'adynamie avec paralysie du train postérieur; la sensibilité à la douleur est conservée; la rigidité cadavérique s'installe précocement. Nos essais ont porté sur 280 souris par azulène étudié.

Les tableaux ci-dessous indiquent quelques pourcentages de mortalité observés.

Chamazulène.

Doses administrées		Pourcentages de mortalité après						
en mM/kg.	en g/kg.	6 h.	12 h.	24 h.	2 j.	4 j.	10 j.	30 j.
2,71	0,50	0	0	0	0	0	0	0
3,26	0,60	0	0	0	20	20	20	20
4,34	0,80	0	0	0	50	80	80	80
5,43	1,00	0	0	0	80	80	80	80
7,06	1,30	0	0	0	60	100	100	100
8,14	1,50	0	0	0	100	100	100	100
13,04	2,40	0	0	40	100	100	100	100
20,38	3,75	0	10	80	100	100	100	100
30,16	5,55	0	20	90	100	100	100	100

S-gaïazulène.

Doses administrées		Pourcentages de mortalité après						
en mM/kg.	en g/kg.	6 h.	12 h.	24 h.	2 j.	4 j.	10 j.	30 j.
4,04	0,80	0	0	0	0	0	0	0
4,54	0,90	0	0	0	10	20	30	30
5,05	1,00	0	0	0	30	40	40	40
5,55	1,10	0	0	0	50	70	70	70
6,56	1,30	0	0	0	50	90	90	90
7,57	1,50	0	0	0	70	80	80	80
8,58	1,70	0	0	20	80	90	90	90
9,09	1,80	0	10	40	100	100	100	100
16,41	3,25	0	20	80	100	100	100	100
25,25	5,00	0	40	100	100	100	100	100

La symptomatologie de l'intoxication est rigoureusement la même

pour les deux azulènes, le chamazulène présente une agressivité légèrement plus élevée que celle du S-gaïazulène : ainsi les doses infraléthales ([3]) sont de 0,50 g/kg pour le chamazulène et de 0,80 g/kg pour le S-gaïazulène.

2° Les sels de sodium des dérivés monosulfonés en 3, mis en solution dans du sérum physiologique, ont été administrés par une injection intrapéritonéale unique à des souris blanches de 20 ± 1 g. L'hydrosolubilité de ces sels assure une diffusion rapide : en 20 mn les parties glabres (museau, queue, surfaces plantaires), bleuissent; promptement se manifestent les symptômes de l'intoxication : photophobie, asthénie profonde, avec hypothermie (la température de certains sujets a baissé de plus de 4 degrés) et paraplégie; la rigidité cadavérique est normale. Nos essais ont porté sur 200 souris par sel étudié.

Les tableaux ci-dessous caractérisent l'allure de l'intoxication :

Chamazulénylsulfonate de sodium.

Doses administrées		Pourcentages de mortalité après					
en mM/kg.	en g/kg.	6 h.	12 h.	24 h.	2 j.	5 j.	20 j.
0,62	0,18	0	0	0	0	0	0
0,69	0,20	0	0	0	10	10	10
0,83	0,24	0	0	20	20	20	20
1,04	0,30	0	30	60	90	90	90
1,25	0,36	20	70	90	90	90	90
1,46	0,42	40	90	100	100	100	100
1,60	0,46	80	100	100	100	100	100

S-gaïazulénylsulfonate de sodium.

Doses administrées		Pourcentages de mortalité après					
en mM/kg.	en g/kg.	6 h.	12 h.	24 h.	2 j.	5 j.	20 j.
0,66	0,20	0	0	0	0	0	0
0,80	0,24	0	0	20	20	20	20
1,00	0,30	0	0	40	40	40	40
1,20	0,36	0	40	80	80	80	80
1,33	0,40	0	90	100	100	100	100

La symptomatologie des intoxications par les deux sels étudiés est analogue, toutefois le S-gaïazulénylsulfonate de sodium peut déterminer de brèves contractions toniques, accompagnées de polypnées, qu'on n'observe pas avec le S-chamazulénylsulfonate de sodium, la toxicité des deux sels est sensiblement identique; mais, à doses homologues, l'agressivité du S-chamazulénylsulfonate de sodium est la plus prompte à se manifester : les doses infraléthales ([3]) sont de 0,18 g/kg pour le chamazulénylsulfonate de sodium et de 0,20 g/kg pour le S-gaïazulénylsulfonate de sodium.

3° On admet que la toxicité des carbures cycliques non saturés est, en général, fortement diminuée par sulfonation : on observe dans le cas du chamazulène et du S-gaïazulène une exception remarquable à cette donnée; l'action toxique des sels de sodium des dérivés sulfonés est bien plus intense que celle des carbures correspondants. Cette considération est confirmée par les données ci-dessous rapportées, déterminées à échéance de 24 h.

	Doses maxima jamais mortelles (g/kg).	Doses minima toujours mortelles (g/kg).
Chamazulène	1,50	6,00
S-chamazulénylsulfonate de Na	0,20	0,40
S-gaïazulène	1,50	5,00
S-gaïazulénylsulfonate de Na	0,20	0,40

(1) F. Caujolle et E. Stanislas, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 253.
(2) F. Caujolle et E. Stanislas, *Ann. pharm. fr.*, 10, 1952, p. 412.
(3) F. Caujolle et D. Meynier, *Bull. Acad. Méd.*, 1957, p. 362.

CANCÉROLOGIE. — *Différences antigéniques entre les érythrocytes normaux et les érythrocytes de malades atteints de certaines affections néoplasiques*. Note de Mmes **Véra Parnes** et **Fanny Lacour**, présentée par M. Antoine Lacassagne.

Les antigènes spécifiques des tumeurs et des tissus leucosiques ont été mis en évidence au moyen de la réaction de l'anaphylaxie avec désensibilisation (1), (2), (3). Les tentatives de mise en évidence de tels antigènes au moyen d'autres méthodes, dans la plupart des cas, n'ont pas donné de résultats positifs (4).

Au moyen de la réaction de précipitation en milieu gélifié il a été constaté une simplification de la structure antigénique des leucocytes de malades atteints de leucémie (5).

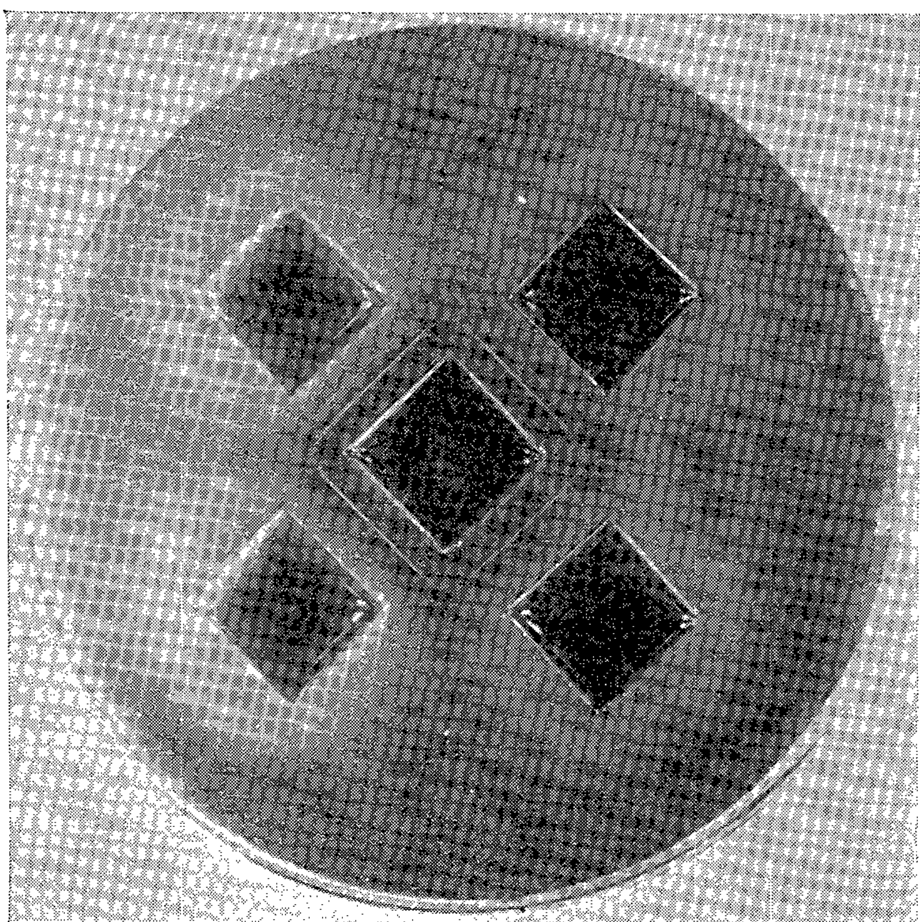
La méthode d'inhibition de la précipitation en milieu gélifié a permis de confirmer les données antérieures sur la présence dans le tissu splénique d'un antigène leucosique différent des antigènes du tissu normal (6).

Des travaux récents ont mis également en évidence le fait que les antigènes spécifiques des tissus tumoraux ou leucosiques sont absorbés par les érythrocytes (6), (7), (8).

Le présent travail est une nouvelle contribution aux recherches consacrées à cette question.

L'expérimentation a été pratiquée par la méthode de précipitation spécifique dans l'agar selon Ouchterlony (9) et par la méthode d'inhibition

535



531

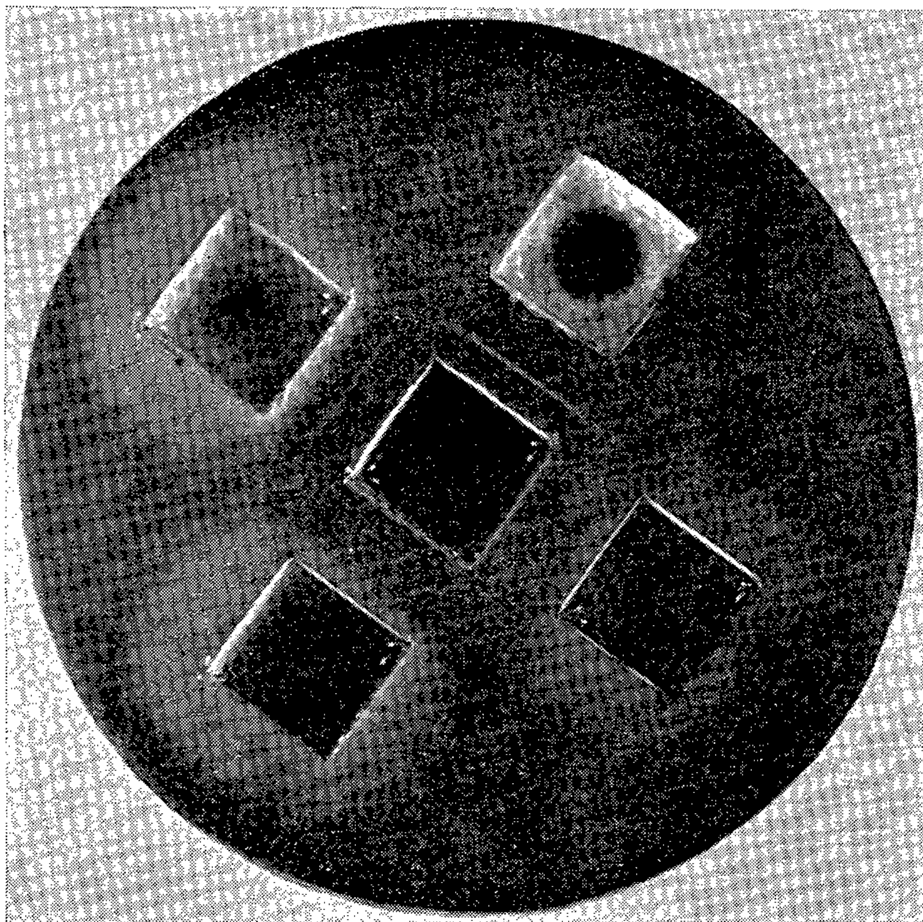


Photo I A.

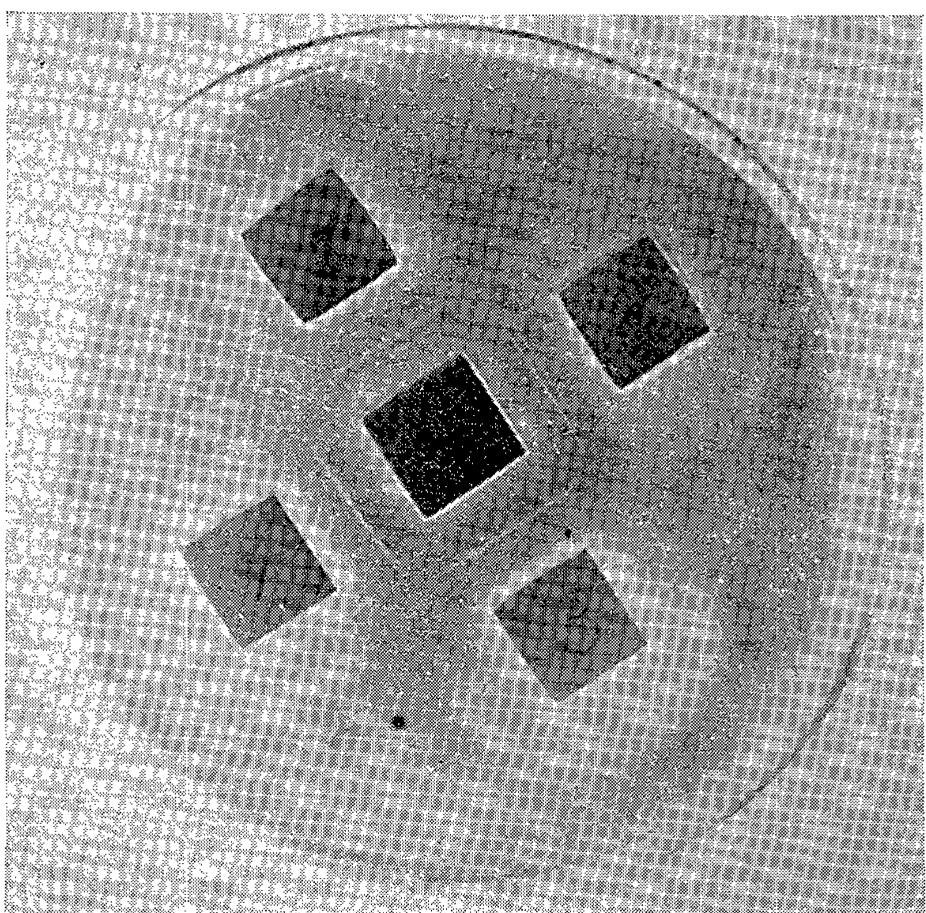
Photo I B.

Photo I A (535). — Dans les cuves du haut : *à gauche*, surnageant d'érythrocytes de réticulose : *à droite*, surnageant d'érythrocytes de leucémie myéloïde. Dans les cuves du bas : *à gauche*, surnageant d'érythrocytes de sujet normaux; *à droite*, surnageant d'érythrocytes de femmes enceintes.

La cuve centrale est remplie par un antisérum antirates leucémiques. On constate : 1° une ligne de précipitation identique montrant qu'il existe un antigène commun aux quatre préparations; 2° une ligne surajoutée pour les érythrocytes de leucémie et de réticulose indiquant la présence d'un antigène supplémentaire.

Photo I B (531). — Même disposition des antigènes que dans la photo I A, mais après inhibition spécifique de la précipitation par du surnageant d'érythrocytes normaux, les lignes de précipitation supplémentaire persistent seules.

475



474

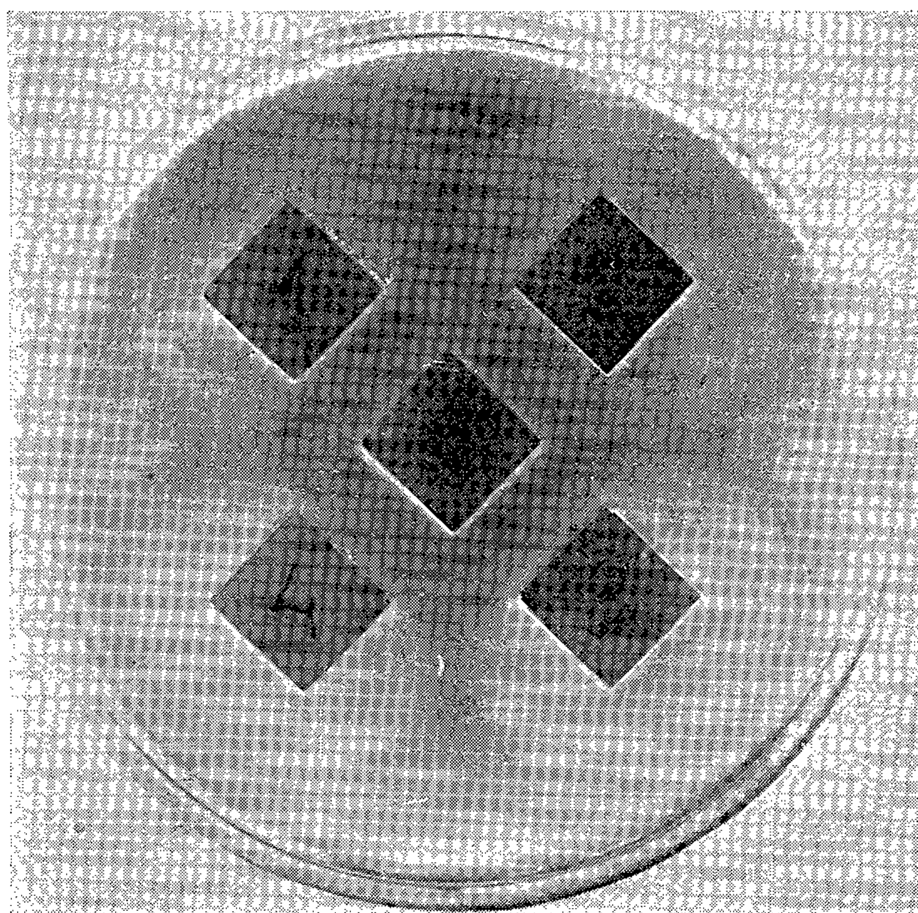


Photo 2 A.

Photo 2 B.

Photo 2 A (475). — Même disposition que dans les deux préparations précédentes, mais la cuve 2 en haut et à droite est remplie par le surnageant d'érythrocytes d'un malade porteur d'un thymome. Comme précédemment on constate la présence d'un antigène commun aux quatres préparations et d'un antigène supplémentaire pour les érythrocytes de leucémie et thymome.

Photo 2 B (474). — Après inhibition spécifique de la précipitation persistent seules les deux lignes correspondant à l'antigène supplémentaire.

spécifique de la précipitation. Les caractères antigéniques des érythrocytes ont été étudiés chez huit malades atteints de leucémies myéloïdes et lymphoïdes, trois malades atteints de réticulose et un malade porteur de thymome.

On s'est servi, pour la réaction, d'une solution normale d'agar à 1 % dans le sérum physiologique. Les antigènes des érythrocytes étaient préparés au moyen de la centrifugation à 10 000 t/mn pendant une heure d'après la méthode déjà décrite précédemment garantissant la séparation des érythrocytes des autres éléments sanguins (6). L'antisérum a été obtenu par l'immunisation de lapins au moyen de tissu splénique de leucémiques. Chaque épreuve se pratiquait dans deux boîtes gardées à la température du laboratoire, le résultat était lu du 2e au 4e jour. Au total il a été pratiqué 28 épreuves sur 57 boîtes, dont 9 épreuves de précipitation spécifique et 19 épreuves d'inhibition spécifique de la précipitation. L'inhibition de la précipitation a été obtenue suivant la méthode déjà décrite (6). On introduit dans la cuve centrale de la boîte d'Ouchterlony des antigènes d'érythrocytes de personnes bien portantes de même groupe sanguin que les malades étudiés, auxquels on ajoute l'antisérum antirate leucémique. Chaque boîte contenait cinq cuves, quatre antigènes différents (antigènes d'érythrocytes de malades, antigènes d'érythrocytes de donneurs bien portants) étaient introduits dans les cuves périphériques. Le résultat était jugé positif lorsque, dans la réaction de l'antisérum avec les antigènes des érythrocytes de malades, apparaissaient plus de lignes de précipitation qu'avec les érythrocytes de donneurs sains. Les résultats des expériences figurent ci-dessous dans le tableau et sur les photos 1 à 2. Les préparations à partir des érythrocytes de malades que nous avons étudiées ont donné des résultats positifs dans la presque totalité des épreuves (tableau) ce qui témoigne de la présence d'antigène spécifique dans les érythrocytes, de lympho- et de myéloleucoses, de réticuloses et de thymome.

		Résultats	
Diagnostic.	Nombre des épreuves.	positifs.	douteux.
Leucémie lymphoïde chronique	6	6	0
Leucémie myéloïde chronique	35	33	2
Hémocytoblastose aiguë	10	7	3
Réticulose	21	20	1
Thymome	20	20	0
Total	92	86	6

Les recherches ultérieures doivent montrer à quels stades de la maladie il est possible de déceler ces antigènes dans les érythrocytes et quelle est leur nature.

(1) L. A. Zilber, *J. Nat. Cancer Inst.*, 18, 1957, p. 341.
(2) L. A. Zilber et V. A. Parnes, *C. R. Acad. Sc. U. R. S. S.*, 19, n° 2, 1949, p. 257.
(3) V. A. Parnes, *J. Med. Epid. Immunol.*, 10, 1950, p. 22.
(4) J. S. Hauschka, *Cancer Res.*, 12, n° 9, 1950, p. 615.
(5) P. Grabar, M. Seligman et J. Bernard, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 920.
(6) V. A. Parnes, *Tiesi Dokladov*, 36, *Plenuma Covieta, TO. L. JP. K.*, 15, 1957.
(7) U. V. Gorodilova, L. V. Jerjulkaia, *Revue des problèmes de Pathogénie et Immunologie des tumeurs*, 1956, p. 115.
(8) F. Calaresu, W. Spurier et S. J. Schwartz, *Lab. a Clin. Med.*, 48, n° 1, 1956, p. 102.
(9) O. Ouchterlony, *Ark. Kemi. Miner. Geol.*, 1B, n° 26, 1948, p. 14.

(*Institut Gamaleya de l'Académie des Sciences médicales de l'U. R. S. S., Section d'Immunologie, Moscou et Institut Gustave Roussy, Centre clinique et thérapeutique, Villejuif.*)

CANCÉROLOGIE. — *L'histamine et les substances cancérigènes azoïques.*

Note de Mlle **Simone Hatem**, présentée par M. Christian Champy.

L'étude des substances cancérigènes du groupe azoïque confirme celle des substances polybenzéniques et indique que le caractère cancérigène serait constamment lié à la formation d'un complexe histamine-substance.

Dans une étude précédente, nous avons démontré que l'histamine constituant des neurones, présentait une affinité réelle pour les substances cancérigènes à l'exclusion des isomères non cancérigènes. Une atteinte du système nerveux paraissait donc être à l'origine des perturbations de la croissance cellulaire qui aboutissent au cancer (1), (2).

La recherche était limitée aux hydrocarbures polybenzéniques : benzopyrène, méthylcholanthrène, pentacène, pérylène et phénanthrène.

Nous étendons aujourd'hui cette recherche aux composés azoïques.

Leur structure électronique ainsi que leur activité ont fait l'objet d'études très développées (3), (4), (5), (6), (7). Il ressort que l'action des azoïques se traduit en général par l'apparition des tumeurs *aux endroits de l'injection* et dans le foie (3).

Certains auteurs ont établi l'existence d'un complexe protéique azoïque qui ne se forme que dans le foie (6). Peut-être l'existence d'un complexe avec une amine nerveuse qui influence la croissance et la différenciation cellulaire expliquerait-il la naissance des tumeurs aux endroits de l'injection.

Nous avons examiné avec l'histamine les corps suivants :

Azobenzène, méthoxy-4-azobenzène, *p*-amino-azobenzène, diméthyl-3.2'-amino-4-azobenzène, 3'-méthyl-4-diméthyl-amino-azobenzène.

Une difficulté apparaît du fait que le groupement azoïque et que la

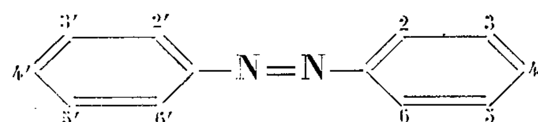
fonction amine sont déjà susceptibles à eux seuls d'assurer avec des amines la formation de complexes.

Aussi, afin de mettre en évidence les particularités d'action de l'histamine sur les substances cancérigènes, nous avons étendu l'étude à d'autres amines et comme précédemment nous avons opéré en phase aqueuse.

Lorsque les substances sont hydrosolubles, on observe, en introduisant des amines dans le milieu, une solubilisation croissante de ces substances due à la formation du complexe et on relève un effet bathochrome net. Lorsque ces substances sont insolubles dans l'eau, on observe leur solubilisation en introduisant l'amine dans le milieu et la position des bandes de la substance en milieu aqueux est comparée à leur position en milieu alcoolique.

Nous avons relevé les résultats suivants :

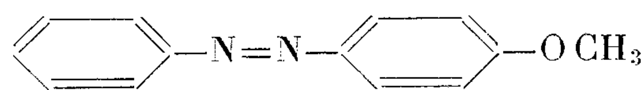
1° L'azobenzène,



substance non cancérigène, insoluble dans l'eau, présente dans l'éthanol une bande nette vers 3 170 Å.

Cette bande apparaît vers 3 230 Å dans les solutions de méthylamine, d'éthylamine, d'imidazol et d'histamine.

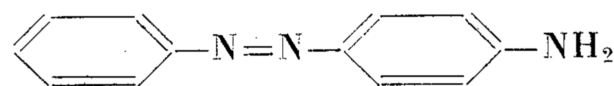
2° Le méthoxy-4-azobenzène,



substance non cancérigène, insoluble dans l'eau, présente dans l'éthanol une bande nette vers 3 450 Å.

Cette bande apparaît de 3 450 à 3 500 Å dans les solutions de méthylamine, d'éthylamine, d'imidazol et d'histamine.

3° Le *p*-amino-azobenzène,

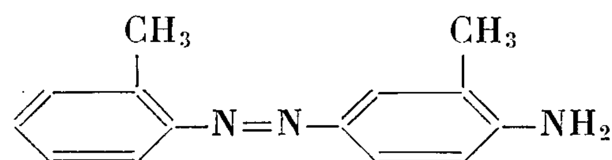


substance peu cancérigène, (±) légèrement hydrosoluble, présente dans l'eau une bande faible entre 3 700 et 3 740 Å.

Cette bande apparaît vers :

3 900 Å dans la solution de méthylamine;
» » » d'éthylamine;
» » » d'imidazol;
3 940 » » d'histamine.

4° Le diméthyl-3.2′-amino-4-azobenzène,

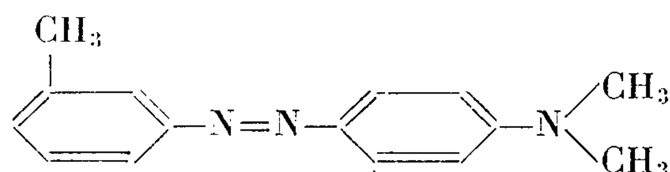


substance très cancérigène, légèrement hydrosoluble, présente dans l'eau une bande faible entre 3 720 et 3 750 Å.

Cette bande apparaît vers :

3 860 Å dans la solution de méthylamine;
» » » d'éthylamine;
» » » d'imidazol;
3 960 » » d'histamine.

5° Le 3′-méthyl-4-diméthyl-amino-azobenzène,



substance très cancérigène, insoluble dans l'eau, présente dans l'éthanol une bande nette vers 4 080 Å.

Cette bande apparaît vers :

4 500 Å dans la solution de méthylamine;
4 450 » » d'éthylamine;
4 550 » » d'imidazol;
4 550 » » d'histamine.

On vérifie également que la solubilisation des substances cancérigènes dans l'eau par formation de complexes, est plus considérable avec l'histamine qu'avec les autres amines.

Il apparaît dans cette étude que l'histamine se distingue à peine des autres amines lorsque les corps ne sont pas cancérigènes; l'effet bathochrome dans ce cas est faible. Par contre, l'effet bathochrome s'accuse dès que le caractère cancérigène apparaît et ce comportement semble spécial à l'histamine. L'existence d'une affinité particulière entre l'histamine et les corps cancérigènes semble se vérifier. Et, si l'association entre l'histamine et une substance ne suffit pas à conférer à cette substance le caractère cancérigène — ceci est évident — il y a bien lieu de croire que la formation d'un complexe qui bloque l'histamine soit une condition nécessaire au mécanisme de la cancérisation.

(1) S. HATEM, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2113.
(2) S. HATEM, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 3191.
(3) A. et B. PULLMANN, *Cancérisation sur les substances chimiques et structure moléculaire*, Masson, Paris, 1955.
(4) J. L. HARTWELL, *Survey of compounds which have been tested for carcinogenic activity*, *National Cancer Institute*, Bethesda, 1951.
(5) G. M. BADGER et G. E. LEWIS, *Brit. J. Cancer*, 6, 1952, p. 270.
(6) J. A. et E. C. MILLER, *Adv. Cancer Res.*, 1, 1953, p. 339.
(7) G. WOLF, *Chemical induction of Cancer*, Cassel and Co, Londres, 1952.

(Laboratoire du C. N. R. S., Faculté de Médecine.)

A 15 h 30 m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

M. le **Président**, au nom de la Commission chargée de dresser la liste des candidats à la place de Membre non résidant vacante par la mort de M. *Luc Picart*, présente la liste suivante :

En première ligne...........	M. **Jean-Lucien Andrieux**, à Grenoble.
En deuxième ligne, ex-æquo, *et par ordre alphabétique*....	MM. **Henri Besairie**, à Tananarive, **Pierre Dangeard**, à Bordeaux, **Gabriel Foëx**, à Strasbourg, **Henri Milloux**, à Caudéran, **Léon Moret**, à Grenoble.

A ces noms, l'Académie adjoint celui de M. **Raymond Cornubert**, à Laxou-Nancy.

Les titres de ces candidats sont discutés.

L'élection aura lieu en la prochaine séance.

La séance est levée à 17 h.

L. B.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances d'octobre 1957.

(Suite et fin.)

Academy of Sciences of Armenian SSR. *The non-stables stars.* A symposium held at Byurakan, september 20-22 1956. Erevan, Academie of Sciences, 1957; 1 vol. 22 cm (en langue russe).

Eesti NSV Teaducte Akadeemia Fr. R. Kreutzwaldi nim. Kirjandusmuuseum. *Eesti rahvalaule viisidega.* I, par H. Tampere. Tallinn, Eesti Riiklik Kirjastus, 1956; 1 vol. 22,5 cm.

Dixième anniversaire de l'Académie des Sciences de la République socialiste soviétique esthonienne. Talliun, 1956; 1 vol. 22,5 cm (en langue russe).

Index sèminum anno 1956 collectorum, quæ basis experimentalis biologica tallinensis Academiæ scientiarum estoniæ pro mutua commotatione offert. Tallinn, 1957; 1 fasc. 20 cm.

Réaumur und die Bienenphysik, von A. Büdel in *Zeitschrift für Bienenforschung.* Band 4, Heft 2.

William Harvey. Sa vie et son temps, ses découvertes, sa méthode, par Louis Chauvois. Paris, Sedes, 1957; 1 vol. 25 cm.

Influence of Root-Metabolites on the Growh of Tree Mycorrhizal Fungi, by Elias Melin and V. S. Rama Das, in *Physiologia Plantarum*, vol. 7, 1954; 1 fasc. 23 cm.

Extraits du *Svensk Botanisk Tidskrift.* Bd 48, H. 1, 1954 : *Growth factor requirements of mycorrhizal fungi of forest trees*, by Elias Melin. Bd 48, H. 2, 1954 : *Transport of labelled phosphorus to pine seedlings through the mycelium of cortinarius glaucopus* (Schaeff. ex. Fr.) *Fr.*, by Elias Melin and Harald Nilsson. Bd 49, H. 1-2, 1955 : *Ca^{45} used as indicator of transport of cations to pine seedlings by means of mycorrhizal mycelium*, by Elias Melin and Harald Nilsson. Bd 51, H. 1, 1957 : *Transport of C^{14} labelled photosynthate to the fungal associate of pine mycorrhiza*, by Elias Melin and Harald Nilsson; 4 fasc. 23,5 cm.

Introduction à l'étude des roches métamorphiques et des gîtes métallifères, par Pierre Laffitte. Préface de E. Raguin. Paris, Masson, 1957; 1 vol. 24 cm (présenté par M. René Perrin).

Arithmétique des lois de probabilités, par Daniel Dugué in *Mémorial des sciences mathématiques*, fasc. CXXXVII. Paris, Gauthier-Villars, 1957; 1 fasc. 24 cm.

The Physical and Chemical Basis of inheritance, by G. W. Beadle. Condon lectures. Oregon state system of higher Education, 1957; 1 fasc. 25,5 cm.

Investigations into the radioactive decay of some lead and Thallium isotopes. Construction of a mass separator systematics of Energy Levels and multipole transitions, by GÖRAN ANDERSSON. Thèse. Uppsala, Almqvist and Wiksells Boktryckeri AB, 1957; 1 fasc. 24 cm.

Studies on the flocculation reactions of serum proteins, by PER LENNART ADNER. Thèse. Uppsala, Almqvist and Wiksells Boktryckeri AB, 1957; 1 fasc. 22 cm.

The zonal theory of ore deposits, by CHARLES F. PARK, Jr. Reprinted from *Economie geology* fiftieth Anniversary. Volume, 1955; 1 fasc. 23 cm.

Sources of information on geology and mining in the Western states, by W. B. BEATTY and LEE LANGAN. Stanford University, 1957; 1 fasc. multicopié, 28 cm.

Centre d'études économiques. *Étude sommaire sur la diffusion de quelques périodiques documentaires français à l'étranger*, par JEAN HASSENFORDER. Paris, 1957; 1 fasc. multicopié 28 cm.

XX Congreso geologico internacional. *El sistema cambrico, su paleogeografia y el problema de su base*, tomo I, Parte I : *Europa, Africa, Asia.* Edito par JOHN RODGERS. Sobretiro de 750 ejemplares de *The Bukoban system of East Africa*, por A. M. QUENNELL. Mexico, 1956 et 4 cartes *Tanganyika*, 65,5 × 60 cm.



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SEANCE DU LUNDI 25 NOVEMBRE 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** signale qu'à titre exceptionnel, la prochaine séance hebdomadaire aura lieu le mercredi 4 décembre, au lieu du lundi 2, afin que les Membres de l'Académie, qui le désireraient, puissent assister, le lundi, à la Séance annuelle des prix de l'Académie des sciences morales et politiques.

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Analyses du gaz naturel et du gaz commercial en provenance des puits de Lacq.* Note de MM. **Léon Binet**, **René Fabre** et **Marcel Chaigneau.**

Les gaz naturels examinés ont été prélevés au puits n° 113, sous une pression de 70 atm à l'installation dite « séparateur haute pression ». L'échantillon a été conservé dans un réservoir en acier intérieurement garni de « téflon » en vue d'assurer son intégrité.

Les analyses ont été faites en suivant la technique décrite par P. Lebeau et A. Damiens [1]. Le mélange initial est séparé en deux parties par condensation à la température de l'air liquide; celle qui constitue les gaz non condensables pouvant contenir l'hydrogène, le méthane, l'oxyde de carbone, l'azote, l'oxygène et les gaz rares. La fraction condensable dans l'air liquide est soumise à une seconde séparation par distillation fractionnée. Cela permet, pour les hydrocarbures, de recueillir des fractions ne contenant plus que deux d'entre eux, parfaitement déterminés. L'analyse par combustion eudiométrique est alors utilisée avec précision. La suite de l'analyse est conduite en utilisant des réactifs absorbants spécifiques.

Cependant le dosage des thiols est impossible selon cette technique, car ils suivent le sort de l'hydrogène sulfuré lors de l'absorption de ce dernier. Nous avons donc mis à profit leur propriété de se combiner avec le 2.4-dinitrochlorobenzène en donnant des thioéthers insolubles dans l'alcool [2].

Les thiols sont d'abord isolés par dissolution dans l'éthanol absolu contenu dans des flacons laveurs type Durand. Le volume gazeux mis en expérience, de l'ordre de 20 l, est soigneusement mesuré. Les solutions alcooliques, ainsi que l'éthanol utilisé au rinçage des flacons, sont réunies et additionnées d'une solution d'hydroxyde de sodium, puis de 2 g de 2.4-dinitrochlorobenzène préalablement dissous dans 10 cm³ d'éthanol. On place ce mélange sur le bain-marie bouillant pendant 15 mn et on laisse refroidir à la glacière. Il se dépose un précipité cristallin de thioéthers : $R—S—C_6H_3(NO_2)_2$ qui est pesé sur filtre en verre fritté n° 4. Les résultats ont été exprimés en adoptant, pour ce cas particulier, un poids moléculaire de valeur comprise entre celle des thioéthers correspondant à $R = —CH_3$ et $R = —C_2H_5$.

L'application de ces techniques a révélé l'absence d'oxyde de carbone, d'oxygène, de carbures éthyléniques et acétyléniques. L'hydrogène sulfuré et l'anhydride carbonique ont été dosés à la fois dans le gaz total et dans les fractions condensables dans l'air liquide. Les valeurs obtenues présentent entre elles des écarts négligeables, cependant nous avons rassemblé dans le tableau suivant la totalité des résultats qui ont servi à établir la moyenne.

	I.	II.	III.	Moyenne.
Méthane	69,22	69,86	–	69,54
Éthane	3,13	3,08	–	3,10
Propane	1,05	1,05	–	1,05
Butanes	0,51	0,50	–	0,50
Hydrocarbures en C_5 et C_{5+r}	0,50	0,47	–	0,48
H_2S	15,22	15,06	15,08	15,12
CO_2	9,94	10,0	10,06	10,0
Thiols	0,017	0,019	0,019	0,018
N_2	0,18	0,19	–	0,18
Indéterminés, de l'ordre de	0,06	–	–	–

Le gaz commercial résulte d'un traitement du gaz naturel qui consiste à éliminer l'hydrogène sulfuré, les thiols, l'anhydride carbonique et une partie des hydrocarbures. Les analyses du mélange résiduel, livré à la consommation, ont été effectuées selon la technique mentionnée précédemment et nous donnons ci-dessous les résultats obtenus.

	I.	II.	Moyenne.
Méthane	92,91	93,04	92,98
Éthane	3,14	3,22	3,18
Propane	1,08	1,18	1,13
Azote	2,87	2,56	2,71

Ce gaz commercial est donc entièrement débarrassé de l'anhydride carbonique, de l'hydrogène sulfuré et des thiols contenus dans le gaz naturel. Sa teneur en méthane particulièrement élevée ainsi que la présence

non négligeable de l'éthane et du propane permettent de lui attribuer, par le calcul, un pouvoir calorifique inférieur à pression constante d'environ 8 700 cal/m³, et un pouvoir calorifique supérieur à pression constante de l'ordre de 9 600 cal/m³.

L'étude toxicologique du gaz naturel et du gaz purifié est actuellement entreprise et fera l'objet d'une Note ultérieure.

(1) P. Lebeau et A. Damiens, *Comptes rendus*, 156, 1913, p. 144, 325 et 557; *Ann. Chim.*, (9), 8, 1917, p. 221.

(2) R. W. Bost, J. O. Turner et coll., *J. Amer. Chem. Soc.*, 54, 1932, p. 1985; 55, 1933, p. 4956.

(Faculté de Médecine, Laboratoire de Physiologie, et Faculté de Pharmacie, Laboratoires d'Analyse des Gaz et de Toxicologie.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Obtention de méthyl-2α et triméthyl-2α.4.4' stéroïdes.*

Note (*) de MM. **Max Mousseron, François Winternitz** et **André Crastes de Paulet.**

L'échec des tentatives de préparation des dérivées alcoyl-2 ou aryl-2 substitués par action du magnésien correspondant sur la bromo-2α cholestanone-3 (1) nous a amené à envisager leur obtention par d'autres voies. L'intérêt porté actuellement aux analogues méthylés de la testostérone (2a), (2b) nous incite à publier les résultats obtenus dans la série de la cholestanone-3 et de la testostérone.

Par condensation de l'oxalate d'éthyle avec la cholesten-4 one-3 (3) suivie de méthylation par l'iodure de méthyle en présence de carbonate de potassium anhydre en milieu acétonique, on obtient une substance huileuse ne donnant pas de coloration avec le chlorure ferrique; après traitement par le méthylate de sodium en solution méthanolique et chromatographie du produit brut sur alumine, on isole (pentane) la *méthyl-2α cholestène-4 one-3* avec un rendement de 30 %. F 117-118° $[\alpha]_D^{27°}$ + 91°,5 (4); dinitro-2.4 phénylhydrazone F 220-221 (λ_{max} 385 mμ log ε 4,46 chloroforme);

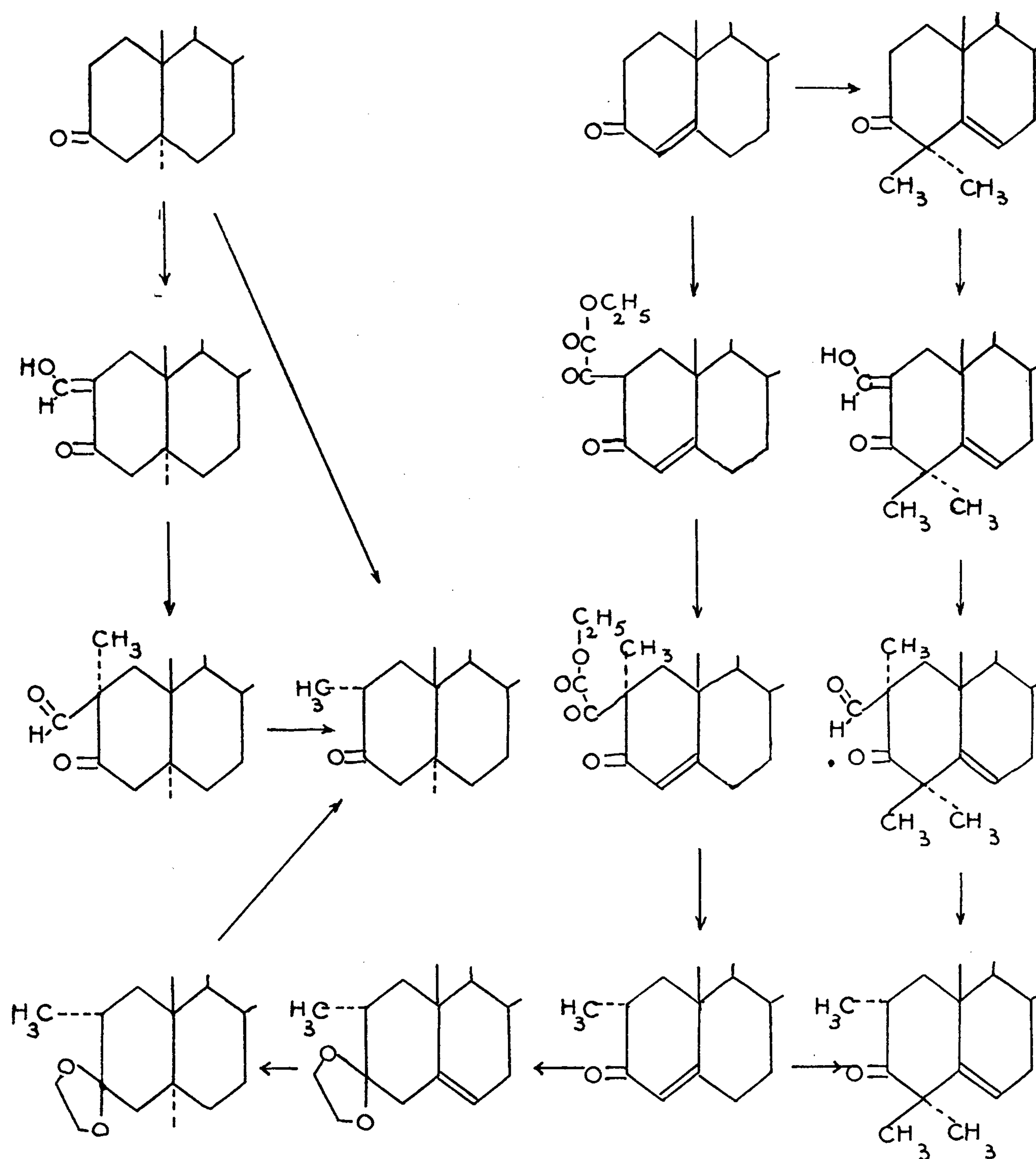
Analyse : $C_{28}N_{46}O$ = 398,65; calculé %, C 84,35; H 11,63; trouvé %, C 84,30; H 11,50.

La configuration α (équatorial) est attribuée à cette substitution qui selon Hoog (5) est la seule stable dans les conditions de préparation utilisées. Une technique analogue nous a permis d'obtenir à partir de la testostérone : la *méthyl-2α testostérone* (Rdt 40 %) F 153-154°; $[\alpha]_D^{27°}$ + 117°,5; $[\alpha]_{5461 Å}^{23°}$ + 140°,5; $[\alpha]_{4538 Å}^{24°}$ + 203°,5 dinitro-2.4 phénylhydrazone F 232-234° (λ_{max} 385 mμ log ε 4,31 chloroforme); dérivé benzylidénique F 213-215° (éthanol 95°) [*Cf.* (2a)] et l'*allyl-2α testostérone* (Rdt 40 %) F 167-169° (acétone aqueuse); $[\alpha]_D^{27°}$ + 89°,3; dinitro-2.4 phénylhydrazone F 214-215° (éthanol anhydre).

Par action de l'iodure de méthyle en milieu acétonique et en présence de

carbonate de potassium anhydre sur l'hydroxyméthylène-2 cholestanone-3 ([6]) on sépare un produit d'addition non énolisé qui est décarbonylé directement par ébullition avec le méthylate de sodium en milieu méthanol-dioxanne. La chromatographie sur alumine des produits bruts de cette réaction permet d'isoler (pentane) avec un rendement de 30 % une cétone F 115-116° ; $[\alpha]_D^{27°}$ + 43° ; dinitro-2.4 phénylhydrazone F 253-255° ; semicarbazone F 205-206°.

Analyse : $C_{28}H_{48}O = 400,7$; calculé %, C 83,83 ; H 12,0 ; trouvé %, C 83,90 ; H 11,85.



Cette cétone est la *méthyl-2α cholestanone-3* : elle est en effet identique à la cétone obtenue par hydrolyse chlorhydrique du *méthyl-2α éthylènedioxy-3 cho-*

lestane (F 101-102°; analyse $C_{30}H_{52}O_2 = 444,72$; calculé %, C 81,01, H 11,78; trouvé %, C 81,00, H 11,55) obtenu quantitativement par hydrogénation catalytique (en présence de noir de palladium) du *méthyl-2α éthylènedioxy-3 cholestène-5* (F 136-137°; analyse : $C_{30}H_{50}O_2 = 442,7$; calculé %, C 81,38; H 11,38; trouvé %, C 81,40; H 11,25) obtenu par la technique de Fernholtz [7].

L'alcoylation directe de la cholestanone-3 [8] permet d'isoler par chromatographie sur alumine des produits bruts de la réaction la *diméthyl-2.2' cholestanone-3* (Rdt 30 % pentane) F 99-99°,5 (méthanol) $[\alpha]_D^{28°} + 68°,7$; dinitro-2.4 phénylhydrazone F 207-208° (éthanol-chloroforme), oxime F 193-195° (méthanol); semicarbazone F 210-213° (méthanol).

Analyse : $C_{29}H_{50}O = 414,70$; calculé %, C 83,93; H 12,15; trouvé %, C 84,10; H 12,05.

Cette cétone a été isolée à côté de quantités importantes de méthyl-2 α cholestanone-3 (50 %) et cholestanone-3 (10 %); elle est identique à la cétone provenant de l'alcoylation directe de la méthyl-2 α cholestanone-3. Il se confirme donc que l'alcoylation directe de la cholestanone-3 sur le carbone 4, selon [8], est impossible [9].

La triméthyl-2 α.4.4' cholestène-5 one-3 a été obtenue par les deux procédés suivants :

a. à partir de la *diméthyl-4.4' cholestène-5 one-3* [8] par méthylation au moyen de l'iodure de méthyle du dérivé hydroxyméthylénique, selon une technique absolument superposable à celle précédemment décrite pour la préparation de la méthyl-2 α cholestanone-3. La chromatographie sur alumine des produits bruts de la réaction (les produits intermédiaires ne sont pas isolés) permet d'obtenir avec un rendement de 25 % la *triméthyl-2 α.4.4' cholestène-5 one-3* (F 88-89°; $[\alpha]_D^{27} - 10°2$; dinitro-2.4 phénylhydrazone F 220-221°; analyse : $C_{30}H_{50}O = 426,70$; calculé %, C 84,43; H 11,81; trouvé %, C 84,50; H 11,75).

b. à partir de *la méthyl-2 α cholestène-5 one-3* par méthylation directe (par l'iodure de méthyle en présence de tertiobutylate de potassium) suivie de chromatographie sur alumine des produits bruts de la réaction : on obtient la même cétone F 88-89° (pas de dépression du point de fusion mélangé et même dinitro-2.4 phénylhydrazone) avec un rendement de 40 %.

Par action de l'hydrure de lithium aluminium en solution éthérée sur les cétones précédemment décrites, les alcools correspondants ont pu être isolés quantitativement : *triméthyl-2α.4.4' cholestène-5 ol-3* β [F 141-142° (méthanol); $[\alpha]_D^{27°} - 55°$; $[\alpha]_{5461Å}^{23°} - 65°,5$; $[\alpha]_{4538Å}^{23°} - 115°,0$ (chloroforme 2 %); cet alcool donne une réaction de Lieberman positive et précipite lentement avec la digitonine] et *méthyl-2 α cholestanol-3* β (F 136-137°; $[\alpha]_D^{25°} + 13,^{5°}$; acétate F 105-106°; cet alcool donne également un précipité avec la digitonine).

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) F. WINTERNITZ et A. CRASTES DE PAULET, *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 247.

(2a) H. J. RINGOLD et G. ROZENKRANTZ, *J. Org. Chem.*, 21, 1956, p. 1333.

(2b) H. J. RINGOLD et G. ROZENKRANTZ, *J. Org. Chem.*, 22, 1957, p. 602.

(3) L. RUZICKA et PL. A. PLATTNER, *Helv. Chim. Acta*, 21, 1938, p. 1717.

(4) Sauf exception, tous les pouvoirs rotatoires sont déterminés sur une solution chloroformique de substance, à une concentration de 1 %.

(5) *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 6401.

(6) L. RUZICKA, V. PRELOG et J. BATTEGAY, *Helv. Chim. Acta*, 31, 1948, p. 1296.

(7) *Chem. Abstr.*, 39, 1945, p. 5051.

(8) R. B. WOODWARD, A. A. PATCHETT, P. H. R. BARTON, D. A. IVES et E. B. KELLY, *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 2853.

(9) J. L. BETON, T. G. HALSALL, E. R. R. JONES et P. C. PHILLIPS, *J. Chem. Soc.*, 1957, p. 753.

PHYSIOLOGIE. — *Indice chronologique vestibulaire et méthyl-4 β chloréthyl-5 thiazole*. Note (*) de MM. **RAYMOND CHARONNAT** (†), **GEORGES MOURIQUAND**, **PAUL LECHAT**, **JEAN CHARETON**, Mme **VIOLETTE EDEL** et Mlle **RENÉE CHIGHIZOLA**.

Les travaux antérieurs de R. Charonnat, P. Lechat et J. Chareton (1) ont montré les propriétés opposées des deux fractions de la molécule de thiamine, la fraction pyrimidique étant facteur de choc et la fraction thiazolique apparaissant comme anticonvulsivante.

En collaboration avec G. Mouriquand, V. Edel et R. Chighizola ces auteurs ont étudié (2) l'action de l'une et l'autre fractions de cette molécule sur l'indice chronologique vestibulaire (L. Lapicque) ou chronaxie vestibulaire (C. V.) de G. Bourguignon; avec eux ils ont montré que la fraction pyrimidique choquante élevait la C. V. et la fraction thiazolique anticonvulsivante l'abaissait.

S'appuyant sur ces données, R. Charonnat, P. Lechat et J. Chareton (3) ont découvert ensuite que l'ester chlorhydrique de la fraction thiazolique de la vitamine B_1 ou méthyl-4 β chloréthyl-5 thiazole se montrait doué expérimentalement de puissantes propriétés sédatives et hypnotiques (lapin, rat, souris, cobaye). Les effets chez l'Homme se sont révélés identiques, en particulier au cours des essais effectués par Laborit, Coirault et coll. (4).

Il était intéressant de se demander si cet ester agissait sur la C. V. dans le même sens que l'alcool thiazolique de départ sans qu'il soit possible pour l'instant de préciser sur quelle partie du système nerveux (formation réticulaire ou autres) agit cette substance, car en dehors de son action dépressive sur le cortex admise par les auteurs précités, il peut y avoir aussi retentissement secondaire sur d'autres régions de l'encéphale.

Comme nous l'avons montré notamment pour le chlorhydrate de thiamine (et sa fraction pyrimidique), l'introduction par voie orale intramusculaire ou intraveineuse détermine deux types de réactions sur la C. V. : une chute

immédiate de 10 σ à 1 σ ou 0 σ (révélée par la mesure des premières minutes) véritable réaction de choc, en somme banale — toute piqure la réalisant — suivie, plus ou moins rapidement selon la dose, d'une forte élévation. C'est cette réaction secondaire « spéciale » qui juge seule de l'action particulière de la substance sur la C. V.

Ces deux éléments sont également à considérer dans l'action du méthy-4 β chloréthyl-5 thiazole sur la C. V. Dans nos essais (pigeons, rats) avec cette substance administrée par voie orale, intramusculaire ou intraveineuse, cette action « diphasique » a été notée; action initiale de choc passagère à 0 σ — 2 σ (comme avec nombre de substances) suivie plus ou moins rapidement selon la dose d'une réaction « spéciale » à la substance en question (chute de 10 σ à 5 σ environ pendant plusieurs heures) à opposer à la réaction « spéciale » du chlorhydrate de thiamine ou de sa fraction pyrimidique, qui élève la C. V. à 15 σ — 16 σ ou au-delà dans le même temps.

Nous en retenons parmi d'autres semblables les exemples suivants :

Chez le Pigeon. — Voie buccale avec 20 mg à 40 mg on observe pendant le choc primordial une plongée de la C. V. (de 10 ou 11 σ à 3 σ — 2 σ) avec remontée ultérieure à 5 σ, niveau où la C. V. se maintient encore après 2 h 40 sans choc physique.

Seule la dose de 60 mg qui détermine un choc à 0 σ entraîne un véritable subcoma pendant cette « phase chronaxique » pour s'installer après le réveil à 5 σ, 6 σ pendant plusieurs heures. Cette dose seule entraîne une légère chute thermique à 20°, 20°5 persistant plusieurs heures.

Voie intramusculaire. — Réactions de même ordre avec 20 mg accentuées généralement et suivies d'un choc physique avec 40 mg et surtout 60 mg (subcoma, chute à 0σ, 2σ, après 50 mn, ou plus de 5σ pendant plusieurs heures).

Voie intraveineuse. — 40 mg déterminant un choc à 0σ avec coma et souvent mort consécutive, ne permettant pas la remontée au niveau d'action réelle de la substance.

Chez le Rat : 20 mg per os provoquent l'abaissement de choc (de 10 à 2σ) puis la remontée durable vers 5σ avec chute thermique 38°7, 37° à 2 h 45 mn.

Par voie intramusculaire, la chute de C. V. accompagnant le choc est plus profonde et plus durable, avec coma plus ou moins prolongé, puis la C. V. se relève à 5σ environ (forte chute thermique 38°6 à 30°4 après 1 h 40 mn).

Il existe donc chez le Pigeon et le Rat un parallélisme d'action sur la C. V. entre l'ester chlorhydrique de la fraction thiazolique de la molécule de thiamine et cette fraction thiazolique elle-même. Ce parallélisme C. V. entre substance « mère » et dérivé semble pouvoir être rapproché de faits précédemment notés, en ce qui concerne notamment la correspondance d'action C. V. entre acide nicotinique et isonicotinique (réaction neutre) d'une part, et amide nicotinique et hydrazide de l'acide isonicotinique de l'autre (réaction « abaissante ») ([5]).

En ce qui concerne le Cryprin (Carassius, variété rouge ou dorée) R. Charonnat, P. Lechat et J. Chareton ont observé que sa mise en contact avec une solution à 1 °/₀₀ de l'ester chlorhydrique en question, entraînait en

une minute un coma profond suivi d'un état de mort apparente, se prolongeant dix à quinze minutes ou beaucoup plus après remise dans l'eau ordinaire. La recherche de l'indice chronologique vestibulaire nous a, chez le Cyprin, montré une réaction C. V. de choc du même type que celle observée chez le Pigeon et le Rat : chute de 8σ, ou 7σ (normale) à 0σ dès l'installation du coma, puis remontée progressive annonçant, puis confirmant, le retour à l'activité normale.

En résumé, pour le méthyl-4 β chloréthyl-5 thiazole, comme pour nombre de substances médicamenteuses (G. Mouriquand, J. Coisnard et coll). ([6]) la recherche de l'indice chronologique vestibulaire (L. Lapicque) ou chronaxie vestibulaire (C. V.) de G. Bourguignon permet d'apprécier l'importance et l'évolution de leurs « choc » aussi bien physiques qu'inapparents (chocs chronaxiques purs) et leur action consécutive caractérisant leur *vraie figure C. V.* On voit en particulier que l'étude C. V. des deux fractions du chlorhydrate de thiamine, et spécialement de la fraction thiazolique, unie aux études préalables du choc physique a orienté vers la différenciation pharmacodynamique et application thérapeutique de la substance méthyl-4 β chloréthyl-5 thiazole ici envisagée.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

([1]) R. Charonnat, P. Lechat et J. Chareton, *Ann. Pharmac. Franc.*, II, 1953, p. 26.

([2]) G. Mouriquand, R. Charonnat, P. Lechat, V. Edel, J. Chareton et R. Chighizola, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1396.

([3]) R. Charonnat, P. Lechat et J. Chareton, *Thérapie*, 13, 1958 (sous presse).

([4]) R. Charonnat, P. Lechat, J. Chareton, H. Laborit, R. Coirault, R. Damasio, R. Gaujard, G. Laborit et P. Fabrizy, *Presse Médicale*, 65, 1957, p. 1501.

([5]) G. Mouriquand, V. Edel et R. Chighizola, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 172.

([6]) G. Mouriquand et J. Coisnard, *Presse Médicale*, 54, 1946, p. 173.

(*Pharmacie centrale des Hôpitaux*, 47, *quai de la Tournelle, Paris*, 5e, *et Hôpital Grange-Blanche, Lyon.*)

M. **Maurice Fréchet** remet à l'Académie pour son médaillier, au nom de l'Académie des sciences de l'U. R. S. S. un exemplaire de la médaille frappée à l'effigie de *Leonhard Euler*, à l'occasion du deux cent cinquantième anniversaire de la naissance de celui-ci.

M. **Jules Rouch** fait hommage à l'Académie de son Ouvrage intitulé : *Les Océans*.

Les Ouvrages suivants sont présentés :

par M. **Léon Binet** : *Les Précis pratiques*, par Roger Fabre et Gilberte Rougier ;

par M. **René Dujarric de la Rivière** : *Traité de microbiologie des sols. Applications agronomiques,* par Jacques Pochon et Mlle Huguette de Barjac. Préface de Pierre Chouard.

ÉLECTIONS.

L'Académie procède, par la voie du scrutin, à l'élection d'un Membre non résidant, en remplacement de M. *Luc Picart,* décédé.

Les trois premiers tours de scrutin donnent les résultats suivants :

	1er tour.	2e tour.	3e tour.
Nombre de votants	68	68	69
	Nombre de suffrages		
M. Jean-Lucien Andrieux	18	27	34
M. Henri Besairie	7	8	4
M. Pierre Dangeard	10	8	4
M. Gabriel Foëx	8	4	1
M. Henri Milloux	9	4	
M. Léon Moret	11	17	26
M. Raymond Cornubert	5		

Aucun candidat n'ayant obtenu la majorité absolue, il est procédé, conformément au règlement, au scrutin de ballotage, entre les deux candidats qui n'en ont point deux autres supérieurs en suffrages : MM. **Jean-Lucien Andrieux** et **Léon Moret**. Ce scrutin donne les résultats suivants, le nombre des votants étant de 68 :

	Nombre de suffrages
M. Léon Moret	36
M. Jean-Lucien Andrieux	32

M. **Léon Moret**, ayant obtenu la majorité des suffrages, est proclamé élu. Son élection sera soumise à l'approbation du Gouvernement de la République.

Par la majorité des suffrages, sont élus Correspondants pour la Section de Géométrie, M. **Salomon Lefschetz**, en remplacement de Sir *Edmund Whittaker,* décédé, et M. **John Edensor Littlewood**, en remplacement de M. *Maurice Fréchet,* élu Membre de la Section.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Cauchy a Torino*, par Alessandro Terracini;

2° *L. B. Guyton de Morveau* (1737-1816). *A Bibliographical Study*, by W. A. Smeaton;

3° *Lavoisier's membership of the Société royale de médecine*, by W. A. Smeaton;

4° *Two Unrecorded publications of the Régie des poudres et salpêtres probably written by Lavoisier*, by W. A. Smeaton;

5° Université de Paris. *Les Conférences du Palais de la Découverte*, Série D, nos 50, 51 et 52; Série A, n° 230;

6° *Memoriu de Titluri, activitate și lucrări științifice*, par Gheorghe Marinescu.

TOPOLOGIE CARTÉSIENNE. — *Classification des points d'un continu cartésien.* Note de M. **Isaac Kapuano**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Existence d'un continu K contenant un point qui n'est extrémité d'aucun continu $K' \subset K$. Existence et structure d'un continu héréditairement décomposable dépourvu d'arc simple. Tout continu cartésien contient un continu caténal. Points d'un continu plan dont les transformés sont inaccessibles dans toute homéomorphie plane.

Cette Note fait suite à cinq autres désignées par $\mathcal{N}_1$ à $\mathcal{N}_5$ dans l'ordre de leur publication ([1]).

Définition 1. — Soit K un continu et p un point de K. Supposons que $K_1, K_2 \subset K$ étant deux continus quelconques contenant p, ou bien $K_1 \subset K_2$ ou bien $K_2 \supset K_1$. On dit dans ce cas que p est *extrémité* ([2]) de K. Soit $q \in K$ un point qui n'est extrémité d'aucun sous-continu de K. On dira alors que q est un point *claustré* de K.

1. *Il existe un continu caténal* ($\mathcal{N}_1$ déf. 1) *plan* K *contenant un point claustré.*

Soit K_1 la fermeture de l'image de la courbe d'équation $y = 1/2 \sin(1/x)$ définie pour $-1 \leqq x \leqq +1$ et $\overline{A_1 B_1}$ le segment d'accumulation de K_1. Posons $K = K'_2 + K''_2$ où K'_2 est la fermeture de l'image de la courbe $x = 1/2^2 \sin(1/y)$ définie pour $-1/2 \leqq y \leqq +1/2$, le segment d'accumulation de K'_2 étant $\overline{A_2 B_2}$. Soit v_2 l'ensemble des points distants de $A_1 B_1$ de moins que $1/2^2 + 1/2^3$. Alors $K''_2 - K''_2 . v_2 = K_1 - K_1 . v_2$. De plus $K''_2 . v_2$ est réunion d'arcs simples s'accumulant sur K'_2 en sorte que K_2 soit un continu caténal. Plus généralement K_n et $\overline{A_n B_n}$ étant donnés, $K_{n+1} = K'_{n+1} + K''_{n+1}$ sera un continu caténal. K'_{n+1} sera fermeture de $y = 1/2^{n+1} \sin(1/x)$ ou de $x = 1/2^{n+1} \sin(1/y)$ sui-

vant que n est pair ou impair. Par ailleurs K_{n+1} est déduit de K_n comme K_2 de K_1 avec $v_n = 1/2^n + 1/2^{n+1}$. Dès lors l'origine O du système de coordonnées est un point claustré de $K = \overline{\sum_n K''_n - K''_n v_n}$.

2. *Il existe un continu caténal plan* K *dont tout sous-continu contient un point claustré.*

La proposition 2 est obtenue par un procédé aisé de condensation de points claustrés construits comme dans la proposition 1.

3. *Il existe un continu caténal plan* K *héréditairement décomposable et qui ne contient aucun ensemble homéomorphe à un segment de droite* (c'est-à-dire aucun arc simple).

Tel est en effet le cas du continu K de la proposition 2 du fait que la notion de point claustré est topologique.

Remarque. — Le continu K de la proposition 2 est celui-là même dont l'existence avait été envisagée par Janiszewski [3] qui a également énoncé la proposition 3 sans toutefois la démontrer [4].

4. *Tout continu cartésien* (c'est-à-dire situé dans un espace cartésien) *contient un continu caténal.*

La proposition a déjà été démontrée ($\mathcal{N}_5$, prop. VI) dans le cas d'un continu plan héréditairement indécomposable et se généralise à tous les continus cartésiens héréditairement indécomposables. Or s'il existait un continu K ne satisfaisant pas la proposition 4, on déduirait [par une modification de sa construction à l'aide d'une généralisation convenable du concept de chaîne zigzagante ($\mathcal{N}_1$, déf. 3)] un continu K′ héréditairement indécomposable et dépourvu de continu caténal.

Définition 2. — Soit K un continu cartésien et p un point de K tel qu'il n'existe aucun continu caténal $K' \subset K$ avec $p \in K'$. On dira alors que le point p est *non caténal* dans K.

5. *Un point p non caténal d'un continu plan* K *est ou bien claustré ou bien élément d'un continu héréditairement indécomposable.*

6. *L'ensemble de tous les points non caténaux d'un continu plan* K *est un* F_σ *dépourvu d'arc simple.*

La proposition 6 toutefois ne se généralise pas aux continus non plans et l'on a :

7. *Tout continu cartésien héréditairement indécomposable de dimension supérieure à* 1 *en chacun de ses points contient un ensemble* $\mathcal{N}$ *de points non caténaux,* $\mathcal{N}$ *étant un* $F_{\sigma\delta}$ *canonique gerbé sur tout continu, non de Denjoy et dense sur tout continu* $K' \subset K$.

Définition 3. — Soit K un continu plan et p un point de K. Supposons que $\mathcal{H}$ désignant une transformation homéomorphe plane quelconque $\mathcal{H}(p)$ soit inaccessible dans $\mathcal{H}(K)$. On dira alors que p est *fortement inaccessible dans* K.

Supposons que p soit fortement inaccessible dans tout continu K' tel que $p \in K' \subset K$. On dira alors que p est *absolument inaccessible dans* K.

8. *Il existe un continu plan* K *et un point* $p \in K$ *fortement mais non absolument inaccessible dans* K.

Désignons en effet par K_0 le continu constituant l'exemple 3 (KURATOWSKI, *Topologie*, II, p. 143). Soient s_1 et s_2 deux segments de droite ayant chacun une extrémité en commun avec K_0 en sorte que $K = K_0 + s_1 + s_2$ soit caténal. Dans ces conditions le centre de symétrie p de K_0 obéit à la proposition 8.

9. *Soit* K *un continu plan irréductible entre deux de ses points. La condition nécessaire et suffisante pour que le point* $p \in K$ *soit absolument inaccessible dans* K, *est que p soit claustré ou non caténal.*

Définition 4. — Soit K un continu cartésien et p un point de K. Supposons qu'il existe un voisinage v contenant p et tel que, $\mathcal{C}_p$ étant la composante connexe de p dans Kv, le point p soit extrémité de $\mathcal{C}_p$. On dira alors que p est un *rebroussement* de K. Soit $K' \subset K$ un continu irréductible entre deux de ses extrémités coïncidant avec des points de rebroussement de K. On dira alors que K' est un *continu distingué* de K.

10. *Soit* K *un continu caténal et p un point claustré de* K. *Alors p est limite de continus décroissants* $K_n \subset K$ *distingués ou indécomposables.*

Remarque. — La réciproque de la proposition 8 n'est pas vraie. M. Bing a en effet montré ([5]) qu'un continu caténal héréditairement indécomposable K est homogène en sorte que chacun de ses points soit extrémité de K.

11. *Tout continu* K *dépourvu d'arc simple ou bien contient un continu* K' *héréditairement indécomposable ou bien contient un point claustré.*

12. *Soit* $\mathcal{C}$ *l'ensemble de tous les points claustrés d'un continu* K *dépourvu à la fois d'arc simple et de continu héréditairement indécomposable.* $\mathcal{C}$ *est un ensemble-*$F_{\sigma\delta}$ *canonique gerbé sur tout continu et non de Denjoy.*

13. *Soit* K *un continu homogène situé dans un plan et ne le séparant pas. Alors* K *est un continu caténal héréditairement indécomposable.*

La démonstration de la proposition 13 s'appuie sur une démonstration de Bing ([6]) et sur le fait que, en vertu des propositions 4 et 6 les points non caténaux ne peuvent constituer un continu (la notion de point non caténal étant pourtant d'ordre topologique).

([1]) *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 2193; **242**, 1956, p. 978, 1833 et 2614; **243**, 1956, p. 546.

([2]) *Cf.* HARLAN C. MILLER, *Trans. Amer. Math. Soc.*, **69**, 1950, p. 190.

([3]) *Ueber die Begriffe « Linie » und « Fläche »*, 1912, p. 3.

([4]) *Cf.* B. KNASTER, *Fund. Math.*, **3**, 1922, p. 659.

([5]) *Duke Math. J.*, **18**, 1951, p. 659.

([6]) *Pac. Coat J. Math.*, **1**, 1951, p. 43-51.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Quelques relations équivalentes dans la théorie constructive des fonctions.* Note de M. **Szolem Mandelbrojt**, présentée par M. Paul Montel.

Les relations dont il va être question sont liées à la théorie d'approximation polynomiale pondérée sur la droite réelle : R. Mais c'est une approximation d'une structure plus fine, à savoir, celle, dans la topologie de L, par des combinaisons linéaires des dérivées d'une fonction et des translatées d'une autre, qui semble, à un certain point de vue plus naturelle, étant donnée l'équivalence du problème correspondant avec un problème profondément généralisé de Watson. A la fin de la Note nous montrerons la relation qui existe entre ce problème et le problème d'approximation polynomiale.

Si f est une fonction indéfiniment dérivable, avec $f^{(n)} \in L (n \geqq 0)$, sur R, nous désignons par $\delta(f)$ la fermeture, dans la topologie de L, de l'ensemble des combinaisons $a_0 f + a_1 f' + \ldots + a_N f^{(N)}$. Si $\varphi \in L$, nous désignerons par $\tau(\varphi)$ la fermeture, dans L, des combinaisons $b_1 \varphi(x+\xi_1) + \ldots + b_N \varphi(x+\xi_N)$. Nous désignerons par $\delta\tau(f, \varphi)$ la fermeture, dans L, des combinaisons

$$a_0 f(x) + a_1 f'(x) + \ldots + a_n f^{(n)}(x) + b_1 \varphi(x+\xi_1) + b_2 \varphi(x+\xi_2) + \ldots + b_m \varphi(x+\xi_m).$$

Désignons par $\mathfrak{M}$ une suite de nombres positifs $\{M_n\}$. $L(\mathfrak{M})$ désignera la classe de toutes les fonctions f telles que $\|f^{(n)}\| \leqq M_n$ (la norme étant prise dans L). E étant un ensemble fermé, situé sur R, on écrira

$$E_a = \bigcup_{x \in E} [x-a, x+a] \qquad (a > 0).$$

Si, pour tout $\varepsilon > 0$, $\varphi(x) e^{-\varepsilon |x|} \in L$, φ possède un spectre qu'on désignera par $\sigma(\varphi)$ ([1]). Si $\varphi \in L$, on désignera par $s(\varphi)$ l'ensemble où la transformée de Fourier de φ est non nulle.

Les relations entre $\mathfrak{M}$, E et la constante positive a — $\mathcal{R}_\delta\{\mathfrak{M}; E; a\}$, $\mathcal{R}_{\delta\tau}\{\mathfrak{M}; E; a\}$, $\mathcal{R}_H\{\mathfrak{M}; E; a\}$ — sont définies par les implications suivantes : de $\mathcal{R}_\delta\{\mathfrak{M}; E; a\}$, $f \in L(\mathfrak{M})$, $\sigma(f) \subset E_a$ résulte que $\tau(f) \subset \delta(f)$; de $\mathcal{R}_{\delta\tau}\{\mathfrak{M}; E; a\}$, $f \in L(\mathfrak{M}) g \in L$, $\sigma(f) \cap \mathcal{C}_1 s(g) \subset E_a$ résulte que $\tau(f) \subset \delta\tau(f, g)$ (si $A \subset R$, $\mathcal{C}_1 A$ est le complémentaire de A par rapport à R); de $\mathcal{R}_H\{\mathfrak{M}; E; a\}$ et du fait que $\Phi(z)$ est holomorphe et uniforme dans $\mathcal{C}_2 E_a$, avec $|\Phi(z) z^n y| \leqq M_n (n \geqq 0,\ z = x + iy)$, résulte que $\Phi \equiv 0$ ($\mathcal{C}_2 A$ est le complémentaire de A par rapport au plan; si $A = R$, $\mathcal{C}_2 A$ désignera, par exemple, le demi-plan $y > 0$). Il est clair qu'une relation $\mathcal{R}_{\delta\tau}$ est une relation $\mathcal{R}_\delta$. D'après un résultat antérieur ([2]) on voit aussi que toute relation $\mathcal{R}_H$ est une relation $\mathcal{R}_{\delta\tau}$, donc aussi une relation $\mathcal{R}_\delta$. Mais, on peut aussi démontrer les théorèmes suivants :

THÉORÈME I. — *Si* E *contient l'origine* $(O \in E)$, *toute relation* $\mathcal{R}_\delta\{\mathcal{M}; E; a\}$ *est une relation* $\mathcal{R}_{\delta\tau}\{\mathcal{M}; E; a'\}$ *pour tout* a' *avec* $0 < a' < a$.

THÉORÈME II. — *Si* E *contient l'origine, toute relation* $\mathcal{R}_\delta\{\mathcal{M}; E; a\}$ *est une relation* $\mathcal{R}_{II}\{\mathcal{M}; E; a'\}$ *pour tout* a' *avec* $0 < a' < a$.

Le théorème I est équivalent au théorème suivant : *De* $0 \in E$, $f \in L(M)$, $h \in L^\infty$ *(fonction essentiellement bornée),* $g \in L$, *les fonctions* $f^{(n)}(-x)$ *étant orthogonales à* $h(x)$, $g \star h = 0$, $\sigma(f) \cap \mathcal{C}$, $s(g) \subset E_{a'}$ *et de* $\mathcal{R}_\delta\{\mathcal{M}; E; a\}$ *résulte que* $f \star h = 0$. *Sans restreindre la généralité on peut supposer que les* M_n *sont croissants.*

Définissons alors p par $p''(x) = f \star h$, $p(0) = p'(0) = 0$. On voit assez facilement [3] que $\sigma(p) \subset \sigma(f) \cap \mathcal{C}_1 s(g)$, $p^{(n)}(0) = 0$, $|p^{(n)}(x)| \leq M_{n-2} (n \geq 2)$. Posons $\alpha(x) = \sin^6 x/x^6$, $\varphi_c(x) = cp(x)\alpha(cx)$, $\psi_c(x) = \varphi_c(x) - \varphi''_c(x)$. Pour $c > 0$, assez petit, on a $\psi_c \in L(\mathcal{M})$; et, comme $\varphi_c^{(n)} = \psi_c^{(n)} \star e^{-|x|}$, on voit en partant du fait que $\varphi_c^{(n)}(0) = 0 (x \geq 0)$, que les fonctions $\psi_c^{(n)}(-x)$ sont orthogonales à $e^{-|x|}$. Comme, toujours pour c assez petit, $\sigma(\psi_c) \subset E_a$, la relation $\mathcal{R}_\delta\{\mathcal{M}; E; a\}$ fournit $\psi_c \star e^{-|x|} = \varphi_c \equiv 0$, c'est-à-dire $p \equiv 0$. Ce qui prouve que $f \star h = 0$.

Pour démontrer le théorème II on partira d'une fonction $\Phi(z)$ holomorphe et uniforme dans $C_2 E_{a'}$ et y satisfaisant les inégalités $|\Phi(z) z^n y| \leq M_n (n \geq 1)$. On formera alors la fonction $\varphi(u)$

$$\varphi(u) = \int_{iy-\infty}^{iy+\infty} \Phi(z) e^{iuz} dz,$$

avec $y > 0$, pour $u < 0$, et avec $y < 0$, pour $u > 0$. On voit facilement que $\varphi^{(n)}(0) = 0 (n \geq 0)$, $\sigma(\varphi) \subset E_{a'}$. On opérera sur la double primitive de φ comme on a opéré sur p dans la démonstration du théorème I.

Si $f \in L$, $\varphi \in L$, $f \star \varphi \in \tau(f)$; comme, d'autre part, toute fonction A continue sur R avec $\lim A(u) = 0 (|u| \to \infty)$ est une limite uniforme des transformées de Fourier des fonctions de L, on voit que, si F est la transformée de Fourier de f, avec $f \in L(\mathcal{M})$, $F(u) = 0$ pour $u \in \mathcal{C}_1 E_a$, une relation $\mathcal{R}_\delta\{\mathcal{M}; E; a\}$ permet de conclure qu'à tout $\varepsilon > 0$ correspond un polynome P tel que $(\alpha) |A(u) - P(u)||F(u)| < \varepsilon$. Mais le théorème I indique que la relation $\mathcal{R}_\delta\{\mathcal{M}; E; a'\}$ avec $a' > a$ suffit pour que cette approximation polynomiale pondérée soit possible, sans qu'on soit obligé de supposer $F(u) = 0$ sur E_a.

Mais il est peu probable que seule la possibilité d'approximation polynomiale pondérée sur E_a entraîne une relation $\mathcal{R}_{II}$. Autrement dit, il est peu probable que la possibilité de réaliser (α) pour tout $\varepsilon > 0$, toute fonction $A(u)$ avec les propriétés précitées, F étant la transformée de Fourier de f avec $f \in L(\mathcal{M})$, $F(u) = 0 (u \in E_a)$, suffise pour que toute fonction $\Phi(z)$ holomorphe sur $\mathcal{C}_2 E_b (0 < b < a)$, avec $|\Phi(z) z^n y| \leq M_n (n \geq 1)$ soit identiquement nulle. Une relation $\mathcal{R}_\delta$ semble être bien plus forte que cette possibilité d'approximation polynomiale pondérée.

(1) Pour la définition du spectre voir, S. MANDELBROJT, *General theorems of closure*, The Rice Institute Pamphlet Monograph in Mathematics, Houston, 1951.

(2) *Voir* par exemple, le Mémoire cité dans le renvoi (3).

(3) *Voir* S. MANDELBROJT, *Ann. Éc. Norm. Sup.*, **74**, 1957, p. 1. Je désire signaler qu'à la page 4 de ce Mémoire j'ai écrit $\overline{c(f)}$ au lieu de $\mathcal{C}s(f)$; de même, à la page 13, j'ai écrit $\overline{c(g)}$ au lieu de $\mathcal{C}s(g)$ ($\mathcal{C}$ ayant le même sens que $\mathcal{C}_1$ a dans la présente Note).

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Détermination de courbes planes définies par une inégalité entre les valeurs absolues de fonctions des éléments de contact en un point courant.* Note (*) de M. **MAURICE PARODI**, présentée par M. Henri Villat.

Supposons que l'on veuille déterminer des courbes planes telles qu'étant données, par exemple, trois fonctions $\varphi_1(x, y, y')$, $\varphi_2(x, y, y')$, $\varphi_3(x, y, y')$ de ses éléments de contact en un point courant, on ait

$$|\varphi_1(x, y, y')| \leq |\varphi_2(x, y, y')| + |\varphi_3(x, y, y')|.$$

Considérons le déterminant du troisième degré

$$\Delta(x, y, y') = \begin{vmatrix} \varphi_1 & \varphi_2 & \varphi_3 \\ \varphi_2 & \varphi_1 & \varphi_3 \\ \varphi_2 & \varphi_3 & \varphi_1 \end{vmatrix}.$$

L'équation différentielle d'une famille de courbes jouissant de la propriété envisagée est manifestement

$$\Delta(x, y, y') = 0,$$

puisque si l'on avait

$$|\varphi_1| > |\varphi_2| + |\varphi_3|,$$

le déterminant $\Delta(x, y, y')$ ne pourrait être nul, d'après un théorème classique de M. Hadamard (1).

Notons que l'on pourrait obtenir d'autres solutions du problème en formant des déterminants du troisième degré différents du précédent, dont les diverses lignes ont encore pour éléments φ_1, φ_2 et φ_3, les éléments diagonaux étant pris égaux à φ_1, et aussi en envisageant des déterminants de degrés plus élevés, dont les lignes ont pour éléments φ_1, φ_2, φ_3 et zéro, les éléments diagonaux étant encore pris égaux à φ_1.

Signalons enfin que l'on pourrait supposer que les fonctions φ_i dépendent aussi de la dérivée y''.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) *Voir*, par exemple, M. PARODI, *Mém. Sc. Math.*, fasc. **118**, p. 1, Gauthier-Villars, Paris, 1952.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Itération de certaines matrices et processus de Markoff.* Note (*) de M. **Albert Tortrat**, présentée par M. Georges Darmois.

Une méthode d'itération propre à certaines matrices exploite l'idée d'images par rapport aux « barrières » et réunit sous une seule forme les résultats relatifs aux cas où une ou deux barrières sont indépendamment, absorbantes, réfléchissantes ou partiellement réfléchissantes. La méthode s'étend au processus continu de diffusion avec dérive.

1. Soit $A = \| p_{jk} \|$ la matrice à itérer, à $a' = a - 1$ lignes et colonnes. Soit $g^0(u) = c_1 u + \ldots + c_{a'} u^{a'}$ la fonction génératrice attachée à une répartition initiale de la masse unité entre les états 1, 2, ..., a'; $g^{(n)}(u) = g^0(u) A^n$ est la répartition obtenue sous l'action n fois répétée de l'opérateur A correspondant. Dans le cas d'un processus cyclique où p_{jk} ne dépend que du reste modulo a' de $k-j$, l'effet de A revient à multiplier $g^0(u)$ par $Y(u) = q_0 + q_1 u + \ldots + q_{a'-1} u^{a'-1}$, les exposants étant ensuite ramenés (modulo a') à l'intervalle $(1, a')$. On en déduit $p_{jk}^{(n)}$ en prenant la moyenne arithmétique des valeurs de $u^{j-k} Y^n(u)$ pour les a' racines u_r de l'équation $u^{a'} = 1$. On remarque que les $y(u_r)$ sont nécessairement les valeurs propres de A.

Attachons-nous dans ce qui suit au cas où $Y = pu + (q/u) (p + q = 1, q/p = \alpha^2)$, c'est-à-dire au cas où $p_{jk} = p$ si $k - j = 1$, $p_{jk} = q$ si $k - j = -1$, sauf peut-être pour $j = 1$ ou a'. Pour ces valeurs de j on peut envisager les cas suivants :

barrière absorbante : $p_{11} = 0$ (ou $p_{a'a'} = 0$), il n'y a pas de restriction à la définition ci-dessus de p_{jk};

barrière réfléchissante : $p_{11} = q$ (ou $p_{a'a'} = p$);

barrière partiellement réfléchissante : $p_{11} = \gamma q$, $0 < \gamma < 1$ (ou $p_{a'a'} = \gamma' p$); ce cas inclut les précédents pour $\gamma = 0$ ou 1.

Notre problème consiste à extraire $g^{(n)}(u)$ de $Y^n g^0(u)$ après avoir introduit des termes correctifs tenant compte des conditions aux limites. Le cas où il n'y a qu'une barrière (matrice simplement infinie) se présente d'abord et est le plus simple.

Théorème 1. — *Cas d'une matrice infinie ou d'une seule barrière.* $g^{(n)}(u)$ *s'extrait, en prenant les termes d'exposant* > 0 *de*

$$(1) \qquad G^{(n)} = Y^n (g^0 - \beta g'^0), \qquad \text{avec} \quad \beta = \frac{1 - \gamma u}{1 - \frac{\gamma \alpha^2}{u}},$$

g'^0 *étant l'image* $g^0(\alpha^2/u)$ *de* g^0 *sur la barrière* $j = 0$, *c'est-à-dire le polynome obtenu à partir de* g^0 *par la transformation* $u \to \alpha^2/u$ *(ou* $v \to 1/v$, *en posant* $u = \alpha v$).

Le facteur $[1/(1 - \alpha'/v)]$ (avec $\alpha' = \alpha\gamma$) doit être développé en série de α'/v et le coefficient du terme en u^k de $G^{(n)}$ considéré comme le résidu à l'infini de $- G^{(n)}/u^{k+1}$; ce résidu peut être calculé par une intégrale sur le cercle $v = e^{i\theta}$

(sur lequel Y est réel), si $\alpha' = \gamma\alpha$ est inférieur à 1. Sinon (cas où $\alpha' > 1$) c'est le résidu à l'origine de $G^{(n)}/u^{k+1}$ qui se calcule ainsi, mais il faut lui ajouter le résidu en $v = \alpha'$ qui correspond à la valeur propre $\gamma q + p/\gamma$, inférieure, ou égale à 1, en même temps que γ.

Lorsque $\gamma = 1$ et $\alpha > 1$, ce résidu (en $v = \alpha$) donne, lorsque k varie, la fonction génératrice $Q^0(u)$ du vecteur propre normé correspondant à la valeur propre 1 ; Q^0, limite de $g^{(n)}$ pour $n \to \infty$, ne dépend pas de g^0. La relation (1) s'écrit aussi, dans ce cas

$$G^{(n)} = Q^0 + Y^n(g^0 - \beta g'^0) \tag{1'}$$

β devant alors être développé en $v/\alpha(|v| < \alpha)$. Il est intuitif que lorsque $\gamma < 1$, ou $\gamma = 1$ mais $q < p$, la masse initiale disparaît pour $n \to \infty$ (absorbée ou étalée à l'infini). Pour $\alpha' = 1$, les intégrales en question s'obtiennent par continuité à partir des cas $\alpha' \neq 1$.

THÉORÈME II : *Cas de deux barrières. — Posons*

$$\beta = \frac{1 - \alpha'' v}{1 - \dfrac{\alpha''}{v}} \quad \left(\text{avec } \alpha'' = \frac{\alpha}{\gamma'}\right) \qquad \text{et} \quad Z = \frac{1}{1 - \dfrac{\beta}{\beta' v^{2a'}}}; \tag{2}$$

$g^{(n)}$ s'extrait de

$$G^{(n)} = Y^n(g^0 - \beta g'^0)\, Z, \tag{3}$$

en retranchant le développement de $G^{(n)}$ au voisinage de l'origine de celui au voisinage de l'infini (et en ne gardant que les termes de degré 1 à a').

On obtient donc $p_{jk}^{(n)}$ en ajoutant tous les résidus non nuls de $G^{(n)}/u^{k+1}$, résidus pris pour les pôles de $G^{(n)}$ autres que 0 et ∞ ; ces pôles (autres que ± 1) sont les $v = e^{\pm i\theta_r}(r = 1, \ldots, a')$ définis par

$$\alpha'' \sin(a' + 1)\theta + \alpha' \sin(a' - 1)\theta - (1 + \alpha'\alpha'') \sin a'\theta = 0. \tag{4}$$

Les valeurs propres sont les $\sqrt{pq}\cos\theta_r = Y(\alpha e^{i\theta_r})$. Il faut ajouter, pour le seul cas (où $\gamma = \gamma' = 1$) de deux barrières réfléchissantes, le pôle $v = \alpha$ correspondant à la valeur propre 1 et au vecteur propre de fonction génératrice $Q_{a'}^0(u) = \lim\limits_{n \to \infty} g^{(n)}(u)$ (alors $r = 1, 2, \ldots, a' - 1$).

On explicite facilement $p_{jk}^{(n)}$ pour retrouver les formules connues; en particulier, si $\gamma = \gamma' = 1$, $g^{(n)}$ s'obtient en prenant les termes de degrés congrus modulo $2a'$ de (1'); Q^0 figure alors, avec la même expression, même pour $\alpha < 1$ et donne lieu à $Q_{a'}^0$. Tandis que si $\gamma = \gamma' = 0$ on obtient pour $g^{(n)}$ les termes de degrès congrus modulo $2a$ de $Y^n(g^0 - g'^0)$. Dans les deux cas le résultat s'exprime très simplement à l'aide des images successives de g^0 sur les barrières $1/2$ et $a - (1/2)$ (1er cas) ou 0 et a (2e cas) (ces images interviennent dans la démonstration générale).

La méthode s'applique sans grandes modifications à un processus à plus de une dimension, avec les barrières correspondantes et peut y être utile.

2. On peut passer au cas limite d'un processus continu, alors Gaussien, et, avec les notations de M. Feller (cf. *An introduction to Probability theory and its applications*), Y^n devient $Y^t = e^{i\theta 2ct - Dt\theta^2}$. Nous avons fait $u = e^{i\theta}$, α^2 est devenu e^{-d} avec $d = 2c/D$; $g^0(u)$ devient la fonction caractéristique $g^0(e^{i\theta}) = \gamma^0(\theta)$ de la répartition initiale et g'^0 devient γ'^0 qui s'obtient par le changement de $i\theta$ en $-i\theta - d$ dans γ^0. Au temps t nous aurons une densité de répartition que nous extrairons (pour $x > 0$, ou $0 \leq x \leq a$) de la densité $\varphi(x, t) = \varphi_t(x)$, ou de sa fonction caractéristique $\Gamma(\theta, t)$.

Cas d'une barrière ($x = 0$). — La densité (dans le temps) d'absorption par la barrière (des $x > 0$ vers les $x < 0$) étant $D(\varphi'_x(0, t) - d\varphi(0, t))$, on est conduit à chercher la solution satisfaisant à la condition $d\varphi(0, t) = \eta\varphi'_x(0, t)$; $\eta = 0$ si la barrière est absorbante, $\eta = 1$ si elle est réfléchissante, sinon Log η a le signe de $-d$. On démontre que cette solution est :

$$(6) \quad \Gamma(\theta, t) = Y^t(\theta)\left[\gamma^0(\theta) + \frac{i\theta - (1-\eta)\,d'}{i\theta + d'}\gamma'^0(\theta)\right] + \lambda^t Q^0(\theta) \qquad \text{avec} \quad d' = \frac{d}{\eta}.$$

Q_0 n'est $\neq 0$ que si $d < 0$ et $\eta \neq 0$, et vaut à un coefficient près $d'/(i\theta + d')$; c'est la fonction caractéristique d'un « vecteur propre » du processus (valeur propre $\lambda = e^{-Dd'^2(n-1)}$) et pour $\eta = 1$, $\lambda = 1$, $Q^0 = d/(i\theta + d) = \lim_{t \to \infty} \Gamma(\theta, t)$.

Cas de deux barrières. — Limitons-nous aux cas où les deux barrières (0 et a) sont toutes deux absorbantes ou toutes deux réfléchissantes. Il suffit de multiplier, formellement, le deuxième membre de (6) par $1 + v^{2a} + v^{-2a} + v^{4a} + v^{-4a} + \ldots$, avec $v = e^{i\theta - d/2}$ (et $\eta = 0$, ou 1). Cela signifie que la densité cherchée, $\psi_t(x)$, sur $(0, a)$, s'obtient en sommant (l variant de $-\infty$ à $+\infty$) les densités $\varphi_t(x + 2al)$ issues de (6) sur les intervalles $(2al, 2al + a)$, avec pondération par e^{-dl} :

$$(7) \qquad \psi_t(x) = \sum_{-\infty}^{+\infty} e^{-dal}\varphi_t(x + 2al).$$

Ces sommes sont convergentes. Pour $\eta = 0$ et $\gamma^0 = e^{iz\theta}$, le développement en série de sinus de la fonction de z, impaire et périodique, $\psi'_x(0, t)$ donne la formule de Fürth (densité d'absorption) sous sa forme connue.

Pour $\eta = 1$, il faut garder dans les deux cas ($d > 0$ ou $d < 0$), dans (6), l'expression $Q^0(\theta) = d/(i\theta + d)$ dont on extrait comme il vient d'être dit le « vecteur propre » invariant dont la densité $de^{dx}/(e^{ad} - 1)$, sur $(0, a)$ est la répartition limite indépendante de γ^0, de notre processus, lorsque $t \to \infty$.

(*) Séance du 13 novembre 1957.

MÉCANIQUE. — *Analyse harmonique des mouvements du pendule paraconique.* Note (*) de M. **Maurice Allais**, présentée par M. Albert Caquot.

L'analyse harmonique des mouvements du pendule paraconique montre l'existence de composantes périodiques très significatives de l'ordre de 24 h et 24 h 50 mn. Cette structure périodique ne peut être considérée comme due à des perturbations d'ordre aléatoire. Elle ne peut non plus être considérée comme résultant d'une influence indirecte de la température, de la pression ou du magnétisme.

1. Pendant les années 1954-1955, sept séries continues d'observations enchaînées des mouvements du pendule paraconique ont été effectuées, trois de un mois, deux de quinze jours et deux d'une semaine [1]. A titre d'illustration, je joins en annexe I le graphique des azimuts observés du 7 juin 6 h T. U. au 12 juin 14 h T. U.

2. La suite des azimuts du plan d'oscillation du pendule paraconique observés au cours d'une période, forme une série temporelle qu'on peut analyser par différents moyens : représentation graphique, analyse harmonique (filtre de Buys-Ballot, ajustement à un groupe donné d'ondes par la méthode de Darwin ou la méthode des moindres carrés, périodogramme et corrélogramme), représentation par des schémas autorégressifs. Les résultats obtenus peuvent être appréciés en fonction de trois critères : 1° la probabilité d'obtention par hasard d'une amplitude supérieure à une valeur donnée pour une composante harmonique [2]; 2° la concordance des phases pour les deux séries de 15 jours en lesquelles on peut décomposer une série de 30 jours; 3° la beauté des ajustements se caractérisant par une faible dispersion des points autour de la sinusoïde d'ajustement. De l'ensemble de ces analyses appliquées à nos diverses séries d'observations est résultée pour moi la conviction absolue que les séries d'observations que j'ai obtenues présentent une structure périodique remarquable. Les procédés d'analyse par périodogramme et corrélogramme mettent notamment en évidence l'existence de composantes périodiques de l'ordre de 12, 24 et 25 h.

3. Pour simplifier, je me bornerai à indiquer ici les résultats obtenus à partir d'une analyse harmonique d'ensemble portant sur 13 ondes de la théorie des marées appliquée à la série d'observations de 30 jours de juin-juillet 1955 et à titre comparatif à la série des pressions atmosphériques observées au Bourget pendant la même période. Les résultats obtenus par le Service Hydrographique National et par l'Institut Hydrographique de Hambourg sont donnés en annexe II. Les composantes K_1 et M_1 de la série des azimuts sont *très significatives.* Il est à remarquer que le total des pour-cents relatifs à la pression atmosphérique est environ quatre fois plus faible que pour les azimuts, bien que cependant la pression

atmosphérique ne soit pas un paramètre purement aléatoire et qu'elle comporte des composantes périodiques lunisolaires bien connues. A titre indicatif, je joins en annexe III le graphique d'ajustement obtenu directement par l'application de la méthode de Buys-Ballot à la série de juin-juillet 1955 pour l'onde de 25 h.

4. L'onde elliptique mineure M_1 de juin-juillet 1955 de diamètre égal à 10,46 g peut se représenter par la relation $A = 0{,}082 \sin qt$ rad, avec $q \# 0{,}16.10^{-4}$, t étant compté en secondes. La vitesse de déplacement angulaire maximum du plan d'oscillation du pendule correspondant *à cette seule onde* est donc de $0{,}57.10^{-5}$ rad, soit environ le 1/10e de l'effet de Foucault égal à $0{,}55.10^{-4}$ rad. On voit donc que *la totalité* des composantes ci-dessus pour la série des azimuts de juin-juillet 1955 est de l'ordre de la moitié de l'effet de Foucault. *Les forces en jeu sont donc de l'ordre de grandeur de la force de Foucault due à l'accélération de Coriolis.*

5. Si les variations observées étaient purement fortuites, il faudrait admettre qu'elles seraient dues pour l'essentiel à l'influence aléatoire des billes. S'il en était ainsi deux séries doublement enchaînées, les observations paires avec les observations paires, les observations impaires avec les observations impaires, devraient se comporter indépendamment l'une de l'autre, puisqu'on change de bille à chaque expérience. Or, cinq séries d'observations continues, quatre de 14 h et une série de 90 h ont montré que les mouvements de plan d'oscillation dans les deux séries étaient semblables. Ces expériences ont permis d'évaluer l'écart-type de l'influence aléatoire des billes pour chaque expérience élémentaire de 14′ à $\varepsilon = 2{,}5$ g. Compte tenu de l'influence de rappel du support S″ ([4]), il en résulte que l'intervalle de confiance de l'écart pouvant exister entre deux séries d'observations indépendantes est de $\pm$ 12,5 grades. L'influence des billes est donc notable, mais ne saurait expliquer les variations d'azimut constatées d'une centaine de grades.

6. Pour examiner si les variations constatées d'azimut peuvent être considérées comme dues à l'amplification d'un phénomène connu, j'ai procédé à l'analyse harmonique pour les mêmes périodes des variables suivantes : Température au laboratoire et au Bourget, Pression atmosphérique au Laboratoire et au Bourget, Déclinaison magnétique, Nombres K de Bartels et Nombres de Wolf (activité solaire) et j'ai comparé les résultats de cette analyse avec ceux correspondant à l'azimut, tant au point de vue de l'amplitude que des phases. Si l'un des phénomènes correspondant aux paramètres ci-dessus pouvait être considéré comme la cause des mouvements, on observerait : 1° une concordance des phases entre la cause et l'effet; 2° un même rapport des amplitudes pour les deux périodes de 24 et 25 h. Or, cette double circonstance n'est réalisée pour aucune des sept variables ci-dessus. Il faut d'ailleurs souligner que

ANNEXE I

SERIE DE JUIN-JUILLET 1955

LEGENDE
12H T.L.: Heure de passage de la lune au méridien

AZIMUTS OBSERVES DU PENDULE PARACONIQUE DU 7 JUIN 6H AU 12 JUIN 14H

7 JUIN — 8 JUIN — 9 JUIN — 10 JUIN — 11 JUIN — 12 JUIN

180G — 160G — 140G — 120G — 100G

12H T.L.

8 juin 0H — 9 juin 0H — 10 juin 0H — 11 juin 0H — 12 juin 0H

ANNEXE II

DIAMETRE DE L'ONDE 2R

SERIES	Variation totale observée D	K_1 23H93	M_1 24H84	O_1 25H82	Q_1 26H87	M_2 12H42	S_2 12H	M_3 8H28	S_3 8H	μ_2 12H87	L_2 12H19	N_2 12H66	M_4 6H21	M_{34} 6H10	TOTAL
AZIMUTS VALEURS EN GRADES	83,10	**13,00**	**10,46**	4,78	7,78	1,40	3,94	2,54	4,88	3,70	5,30	5,30	1,64	2,32	67,04
PRESSION EN 1/10 DE MILLIBAR	281,00	11,20	4,24	1,20	3,00	4,40	8,80	1,46	1,96	5,20	1,40	3,40	3,80	3,60	53,66
		DIAMETRE DE L'ONDE EN % DE LA VARIATION TOTALE OBSERVEE 2R/D													TOTAL DES %
AZIMUTS		**15,64**	**12,59**	5,75	9,36	1,69	4,74	3,06	5,87	4,45	6,38	6,38	1,97	2,79	**80,67**
PRESSION		3,99	1,50	0,43	1,07	1,57	3,13	0,52	0,70	1,85	0,50	1,21	1,35	1,28	**19,10**

ANNEXE III

ANALYSE HARMONIQUE PAR LA METHODE DE BUYS-BALLOT DE LA SERIE DE JUIN-JUILLET 1955

ONDE DE 25H

$A = 149{,}8 + 7{,}0 \cos \frac{2\pi}{T}(t - t_0)$

$t_0 = 16^H 11'$ le 8 juin — $T = 25^H$

160G — 150G — 140G

12H T.L.

2H 4 6 8 10 12 14 16 18 20 22 24 0H 1 3 5 7 9H

Passage de la lune au méridien: 12H T.L.

les graphiques représentatifs de ces sept paramètres ne présentent aucune connexion visible avec les graphiques représentatifs de la variation des azimuts du plan d'oscillation du pendule paraconique.

(*) Séance du 18 novembre 1957.
([1]) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1697.
([2]) *Comptes rendus* (sous-presse).

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur une méthode de calcul approché au troisième ordre d'une houle complexe*. Note de M. **André Daubert**, présentée par M. Henri Villat.

La houle plane réelle de laboratoire en profondeur constante a une structure complexe ([1]), ([2]), ([3]). Elle se compose toujours de plusieurs ondes élémentaires (c'est-à-dire se propageant avec la célérité d'Airy, en première approximation) tant incidentes que réfléchies, et des ondes engendrées par les interactions non linéaires entre ces composantes. Comme cas limite, on trouve la houle pure ([4]) et le clapotis parfait ([7]). A notre connaissance, il n'existe pas de théorie rigoureuse de la houle réelle complexe. On trouvera dans ([1]) et ([5]) la théorie approchée du phénomène, supposé irrotationnel, valable jusqu'au second ordre par rapport à la cambrure. On se propose ici de généraliser ces résultats dans deux directions : 1° les houles élémentaires sont supposées rotationnelles au premier ordre (le rotationnel ayant une forme particulière); 2° les approximations sont poussées jusqu'au troisième ordre inclusivement. Nous avons recours à la méthode, généralisée, des petits paramètres de Poincaré; mais nous n'avons pas démontré la convergence du processus d'approximations successives que l'on va décrire.

Soient : Oxy le plan vertical du mouvement, Oy étant orienté suivant la verticale ascendante, Ox étant l'horizontale du plan d'eau au repos dans la direction de propagation des ondes; g l'accélération de la pesanteur; H la profondeur constante du liquide au repos; x_0, y_0 les coordonnées moyennes — au sens de M. Miche ([6]) — d'une particule liquide dont la position à l'époque t a pour coordonnées x, y; x_0, y_0 décrit la bande horizontale : $-\infty \leqq x_0 \leqq +\infty$, $-H \leqq y_0 \leqq 0$. On sait que x_0, y_0 ne sont définis qu'aux transformations du groupe G, introduit dans ([7]). On exploitera cette circonstance pour simplifier les équations. Le tourbillon $\zeta = \zeta(x_0, y_0)$ est, en principe, fonction de x_0 et y_0; en supposant que le rotationnel soit le même pour toutes les particules de la surface libre ainsi que pour toutes celles du fond, par une transformation G, on peut se ramener au cas où $\zeta = \zeta(y_0)$.

On pose $x = x_0 + X(x_0, y_0, t)$; $y = y_0 + Y(x_0\, y_0, t)$, X et Y étant solution

du système classique :

$$(1)\quad \begin{cases} \dfrac{\partial X}{\partial x_0} + \dfrac{\partial Y}{\partial y_0} = -\dfrac{D(X, Y)}{D(x_0, y_0)}, \\ -\dfrac{\partial^2 X}{\partial t\,\partial y_0} + \dfrac{\partial^2 Y}{\partial t\,\partial x_0} = \zeta(y_0) - \dfrac{D\left(\dfrac{\partial X}{\partial t}, X\right)}{D(x_0, y_0)} - \dfrac{D\left(\dfrac{\partial Y}{\partial t}, Y\right)}{D(x_0, y_0)}, \end{cases}$$

avec les conditions aux limites :

$$\text{pour } y_0 = -H : \quad Y = 0;$$
$$\text{pour } y_0 = 0 : \quad \frac{\partial^2 X}{\partial t^2} + g\frac{\partial^2 Y}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 X}{\partial t^2}\frac{\partial X}{\partial x_0} + \frac{\partial^2 Y}{\partial t^2}\frac{\partial Y}{\partial x_0} = 0.$$

Nous supposerons que $\zeta(y_0) = \sum_1^n b_i \zeta_i(y_0, b_1, b_2, \ldots, b_n)$ les b_i étant des constantes de l'ordre de la cambrure des houles composantes et les $\zeta_i(y_0, b_1, b_2, \ldots, b_n)$ étant des fonctions analytiques des b_i, holomorphes dans le voisinage de $b_i = 0$. Nous admettrons que la solution en X et Y dépend analytiquement des b_i. On forme aisément les équations que vérifient les approximations des trois premiers ordres. Nous ne détaillerons pas l'intégration, assez laborieuse, faute de place.

Signalons cependant que nous avons pu mettre la solution sous la forme

$$(2)\quad \begin{cases} V_i = v_i + \mu_i \Theta(v_1, v_2, \ldots, v_n, y_0) \\ y = y_0 + Y(v_1, v_2, \ldots, v_n, y_0) \end{cases} \qquad (i = 1, 2, \ldots, n);$$
$$V_i = \mu_i[x - (c_i + \nu_0)t]; \qquad v_i = \{x_0 - [c_i + \sigma(y_0)]t\};$$

$\sigma(y_0)$ est une fonctionnelle de y_0, $\zeta(y_0)$, du premier ordre par rapport aux b_i, et non nulle si $\zeta \equiv 0$; ν_0 est une constante arbitraire qui pourrait être déterminée si l'on se donnait une condition cinématique supplémentaire.

Les v_i n'interviennent dans Θ et Y que par des lignes trigonométriques. La solution définit donc une correspondance entre les variables v_i, y_0 et V_i, $y (i = 1, 2, \ldots, n)$.

Si l'on se donne les constantes μ_i, la condition à la surface libre fournit n relations entre les c_i.

Ce résultat généralise celui relatif à la houle pure que nous avons trouvé en déterminant d'une manière approchée les trajectoires des particules de la houle dont M[me] Dubreil a établi l'existence. Dans ce cas, la constante ν_0 est déterminée par le choix des axes fixes par rapport aux axes mobiles, liés à l'onde.

(1) J. Kravtchenko, IX[e] *Congrès international de Mécanique appliquée*, I, 1957, p. 149-156.

(2) J. Kravtchenko et L. Santon, *Congrès A.I.R.H.*, 1957, p. D 2-1 et D 2-15.

(3) C. Marcou, *Congrès A.I.R.H.*, 1957, p. D 1-1 et D 1-15.

([4]) M[me] Dubreil, *J. Math. pures et appl.*, 13, 1934, p. 217-291 (*Thèse*).

([5]) F. Biesel, *La Houille Blanche*, 7, 1952, p. 372-376.

([6]) *Ann. Ponts et Chaussées*, 114, 1944, p. 25-61.

([7]) G. Chabert d'Hieres, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2474.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur la théorie du second ordre des phénomènes parasites dans un canal à houle.* Note de M. **Michel Normandin**, présentée par M. Henri Villat.

L'existence des phénomènes parasites transversaux dans un canal à houle est reconnue depuis longtemps. On se propose d'apporter ici une contribution à la théorie d'un cas particulier remarquable, décrit souvent dans la bibliographie ([1]), ([2]), ([3]).

Les méthodes qui suivent permettent aussi de pousser jusqu'au terme du second ordre l'étude des oscillations des eaux enfermées dans un port rectangulaire à profondeur constante, étude faite dans ([4]) au premier ordre seulement.

Nous rapporterons le mouvement au repère trirectangle $Oxyz$; Oz est orienté suivant la verticale ascendante, Ox suivant l'axe du canal (de profondeur uniforme h) et dans le plan d'eau de celui-ci; le liquide est limité latéralement par les parois verticales d'équation $y=\pm b$. Si a, λ, T sont respectivement l'amplitude, la longueur d'onde et la période de la houle linéaire, irrotationnelle, plane de Stokes (ou du clapotis plan) se propageant dans le canal, on posera

$$\mu=\frac{2\pi}{\lambda}, \qquad \nu=\frac{2\pi}{T}$$

et l'on aura $g\mu \operatorname{th} \mu h=\nu^2$, g étant l'accélération de la pesanteur.

Nous étudierons le cas particulier où les eaux du canal sont, en première approximation par rapport aux amplitudes, agitées par une houle longitudinale linéaire plane (de paramètres a_1, μ_1, T_1) et par un clapotis transversal plan (de paramètres a_2, μ_2, T_2); on a alors $b=k\lambda$, k entier; (le clapotis est symétrique par rapport à Oxy).

Si nous paramétrons les coordonnées x, y, z d'une particule liquide à l'instant t au moyen des coordonnées x_0, y_0, z_0 au repos de Miche [*cf.* ([3]) pour la bibliographie] le vecteur déplacement est donné, au premier ordre en a_1 et a_2, par

$$(1)\quad \begin{cases} x=x_0-a_1\dfrac{\operatorname{ch}\mu_1(z_0+h)}{\operatorname{sh}\mu_1 h}\sin(\mu_1 x_0-\nu_1 t), \\ y=y_0-a_2\dfrac{\operatorname{ch}\mu_2(y_0+h)}{\operatorname{sh}\mu_2 h}\sin(\mu_2 y_0\cos\nu_2 t, \\ z=z_0+a_1\dfrac{\operatorname{sh}\mu_1(z_0+h)}{\operatorname{sh}\mu_1 h}\cos(\mu_1 x_0-\nu_1 t)+a_2\dfrac{\operatorname{sh}\mu_2(z_0+h)}{\operatorname{sh}\mu_2 h}\cos\mu_2 y_0\cos\nu_2 t. \end{cases}$$

La méthode des petits paramètres de Poincaré [sous la forme que lui ont donnée R. Miche et F. Biesel dans l'étude du cas plan, *cf.* ([3]) pour la bibliographie] s'adapte au cas des oscillations non planes et permet encore d'expliciter les termes du second degré en a_1 et a_2 qu'il convient d'ajouter au second membre de (1) pour satisfaire au second ordre inclusivement près les équations de l'hydrodynamique; à notre connaissance, ce formalisme de calcul n'a pas encore été appliqué aux phénomènes tridimensionnels.

Les formules résolutives sont trop complexes pour être toutes reproduites ici. Nous nous bornerons à expliciter l'équation cartésienne de la surface libre (2) : $z = z(x, y, t)$, seul élément du mouvement actuellement accessible aux mesures assez précises grâce à l'enregistreur à houle S. M. ([5])

$$(2)\quad \begin{aligned} z = {} & a_1 \cos(\mu_1 x - \nu_1 t) + a_2 \cos\mu_2 y \cos\nu_2 t \\ & + \frac{\mu_1 a_1^2}{2} \coth\mu_1 h\left(1 + \frac{3}{2\,\mathrm{sh}^2\mu_1 h}\right)\cos 2(\mu_1 x - \nu_1 t) \\ & + \frac{\mu_2 a_2^2}{4} \coth\mu_2 h \cos 2\mu_2 y\left[\left(1 + \frac{3}{2\,\mathrm{sh}^2\mu_2 h}\right)\cos 2\nu_2 t + \frac{\mathrm{ch}\,2\mu_2 h}{2\,\mathrm{ch}^2\mu_2 h}\right] \\ & + \frac{a_1 a_2 \cos\mu_2 y \cos(\mu_1 x - \nu_1 t + \nu_2 t)}{2\,\mathrm{sh}\,\mu_1 h\,\mathrm{sh}\,\mu_2 h}\left[\frac{\mu_2\nu_2\,\mathrm{sh}\,\mu_1 h\,\mathrm{ch}\,\mu_2 h - \mu_1\nu_1\,\mathrm{sh}\,\mu_2 h\,\mathrm{ch}\,\mu_1 h}{\nu_2 - \nu_1} + N_1\,\mathrm{sh}\,Rh\right] \\ & + \frac{a_1 a_2 \cos\mu_2 y \cos(\mu_1 x - \nu_1 t - \nu_2 t)}{2\,\mathrm{sh}\,\mu_1 h\,\mathrm{sh}\,\mu_2 h}\left[\frac{\mu_2\nu_2\,\mathrm{sh}\,\mu_1 h\,\mathrm{ch}\,\mu_2 h + \mu_1\nu_1\,\mathrm{sh}\,\mu_2 h\,\mathrm{ch}\,\mu_1 h}{\nu_2 + \nu_1} + N_2\,\mathrm{sh}\,Rh\right], \end{aligned}$$

où nous avons posé

$$N_1 = \frac{-R\left[g\dfrac{\mu_2\nu_2\,\mathrm{sh}\,\mu_1 h\,\mathrm{ch}\,\mu_2 h - \mu_1\nu_1\,\mathrm{sh}\,\mu_2 h\,\mathrm{ch}\,\mu_1 h}{\nu_2 - \nu_1} - (\nu_2^2 - \nu_1\nu_2 + \nu_1^2)\,\mathrm{sh}\,\mu_2 h\,\mathrm{sh}\,\mu_1 h\right]}{gR\,\mathrm{sh}\,Rh - (\nu_2 - \nu_1)^2\,\mathrm{ch}\,Rh},$$

$$N_2 = \frac{R\left[(\nu_2^2 + \nu_1\nu_2 + \nu_1^2)\,\mathrm{sh}\,\mu_2 h\,\mathrm{sh}\,\mu_1 h - g\dfrac{\mu_2\nu_2\,\mathrm{sh}\,\mu_1 h\,\mathrm{ch}\,\mu_2 h + \mu_1\nu_1\,\mathrm{sh}\,\mu_2 h\,\mathrm{ch}\,\mu_1 h}{\nu_2 + \nu_1}\right]}{gR\,\mathrm{sh}\,Rh - (\nu_2 + \nu_1)^2\,\mathrm{ch}\,Rh},$$

$$R = \sqrt{\mu_1^2 + \mu_2^2}.$$

On retrouve dans (2) les termes du second ordre, classiques depuis les travaux de Miche et de Biesel, dans la théorie des phénomènes plans. Mais on voit apparaître aussi des effets du second ordre tridimensionnels, de période $T_1 T_2/|T_1 - T_2|$ et $T_1 T_2/(T_1 + T_2)$; ce sont des sortes de houles que nous nommerons torsadées à crête sinusoïdale de longueur d'onde λ; elles ont été effectivement observées au cours des expériences de C. Marcou, aux Laboratoires de Mécaniques des fluides de Grenoble. Mais l'étude quantitative de ces phénomènes parasites exige la transformation de l'installation expérimentale actuellement en service. Voici les caractéristiques d'un essai :

$$h = 31{,}46\ \mathrm{cm};\qquad \lambda_1 = 109{,}53\ \mathrm{cm};\qquad a_1 = 3\ \mathrm{cm}\qquad (T_1 = 0{,}86\ \mathrm{s});$$

$$\lambda_2 = 2b = 50\ \mathrm{cm};\qquad a_2 = 0{,}3\ \mathrm{cm}\qquad \left(T_2 = \frac{2}{3}T_1 = 0{,}574\ \mathrm{s}\right).$$

Les périodes des houles torsadées sont alors égales à $2T_1$ et $2T_1/5$ et leurs

amplitudes maxima sont, en chiffres ronds, égales à 0,2 cm et 0,00045 cm respectivement. Seule la première houle est susceptible d'être étudiée quantitativement avec les moyens de mesure actuellement disponibles.

(1) J. KRAVTCHENKO et L. SANTON, *Proceedings of the fifth conference on Coastal Engineering*, Grenoble, 1954, p. 62-67.

(2) C. MARCOU, *C. R. des IVe journées d'Hydraulique*, Éditions de la *Houille Blanche*, Paris, 1956, p. 60-64.

(3) J. KRAVTCHENKO, *Actes du IXe Congrès de Mécanique Appliquée*, Bruxelles, I, 1957, p. 149-156.

(4) A. APTÉ, *Publ. scient et tech. Min. Air*, R. n° 333, p. 60-115.

(5) L. SANTON, *Proceedings of the Fifth conference on Coastal Engineering*, Grenoble, 1954, p. 187-207.

HYDRODYNAMIQUE. — *Perte de charge produite par un élargissement brusque en écoulement giratoire dans une conduite en charge*. Note (*) de M. **RAYMOND COMOLET**, présentée par M. Joseph Pérès.

Moyennant certaines hypothèses simples concernant la structure de l'écoulement giratoire, on peut généraliser la formule de Borda-Carnot donnant la perte de charge produite par un élargissement brusque. La formule obtenue met en particulier en valeur un coefficient numérique caractérisant la structure cinématique de l'écoulement giratoire.

Par analogie avec ce qui se passe dans un écoulement longitudinal, nous admettrons qu'après avoir quitté la section AA′ l'écoulement giratoire forme un jet qui s'épanouit, et, dans la section CC′, à quelque distance de AA′, l'écoulement giratoire occupe de nouveau toute la conduite. Au voisinage de AB A′B′, il existe une zone de fluide mort, tourbillonnaire dont la pression moyenne est Π_0.

Nous admettrons en outre que la conduite est de révolution et que dans l'écoulement giratoire :

— la composante axiale U de la vitesse est constante dans toute la section de rayon R;

— la composante tangentielle V de la vitesse, varie suivant le rayon $r = x\mathrm{R}$ selon la loi

$$\mathrm{V} = v\varphi(x), \qquad \text{avec} \quad \varphi(1) = 1.$$

La pression totale dans une section s'écrit

$$\mathrm{P}_t = \frac{1}{\mathrm{Q}}\int_{\mathrm{S}}\left(p + \frac{\rho \mathrm{U}^2}{2} + \frac{\rho \mathrm{V}^2}{2}\right)\mathrm{U}\,d\mathrm{S} = \frac{\rho \mathrm{U}^2}{2} + \Pi + \frac{\rho v^2}{2}\mathrm{Y},$$

avec

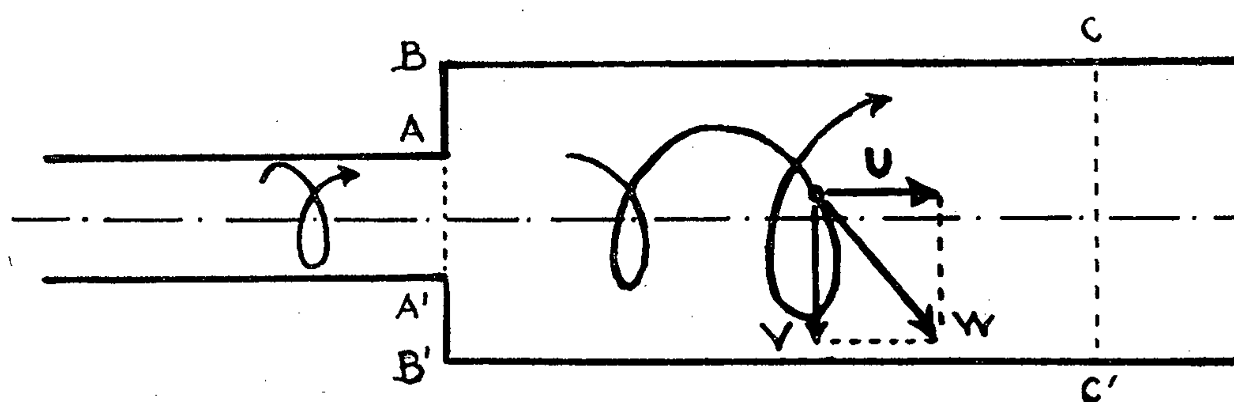
$$\Pi = \frac{1}{\mathrm{S}}\int_{\mathrm{S}} p\,d\mathrm{S} = 2\int_0^1 px\,dx, \qquad \mathrm{Y} = 2\int_0^1 [\varphi(x)]^2\,x\,dx,$$

v est la composante tangentielle de la vitesse contre la paroi.

En affectant des indices 1 et 2 respectivement les grandeurs correspondant aux sections ABA′B′ et CC′, la perte de charge, entre ces deux sections, exprimée en unités de pression, s'écrit

$$\Delta P_t = \frac{\rho U_1^2}{2} - \frac{\rho U_2^2}{2} + \frac{\rho v_1^2}{2} Y_1 - \frac{\rho v_2^2}{2} Y_2 + \Pi_1 - \Pi_2.$$

Si par ailleurs on applique le théorème des quantités de mouvement au fluide



contenu à l'intérieur de la surface ABCC′B′A′, et en supposant qu'il n'y a pas de frottement contre les parois, on trouve les deux relations

$$\Pi_1 - \Pi_2 = \rho U_2 (U_2 - U_1) - \frac{S_2 - S_1}{S_2} (\Pi_0 - \Pi_1), \qquad \frac{v_1 R_1}{v_2 R_1} = \frac{Z_2}{Z_1},$$

avec

$$Z = 2 \int_0^1 \varphi(x)\, x^2\, dx.$$

La différence $\Pi_0 - \Pi_1$, entre la pression moyenne dans la section annulaire ABA′B′ et la section circulaire AA′ n'est pas calculable, sans faire d'hypothèse supplémentaire, mais on peut poser

$$\Pi_0 - \Pi_1 = \varepsilon \frac{\rho v_1^2}{2} (Y_1 - 1),$$

ε étant un coefficient numérique, sans dimensions, probablement voisin de 1.

En introduisant le rapport $\sigma = S_2/S_1 = (R_2/R_1)^2$ des sections de la conduite, et l'angle θ que fait, avec l'axe, la vitesse v contre la paroi, on trouve

$$\Delta P_t = \rho \frac{U_2^2}{2} \left[(\sigma - 1)^2 + \operatorname{tg}^2 \theta_2 \left\{ \left(\frac{Z_2}{Z_1} \right)^2 [\sigma Y_1 - a(\sigma - 1)(Y_1 - 1)] - Y_2 \right\} \right].$$

Si, comme il est raisonnable, on suppose que la structure de l'écoulement est la même dans les deux sections : $Z_1 = Z_2$, $Y_1 = Y_2$ il vient

$$\Delta P_t = \rho \frac{U_2^2}{2} [(\sigma - 1)^2 + A(\sigma - 1) \operatorname{tg}^2 \theta_2], \qquad \text{avec} \quad A = Y - \varepsilon(Y - 1).$$

Le facteur $\sigma - 1$ caractérise la forme géométrique de la conduite, le facteur A caractérise la structure cinématique de l'écoulement.

Des expériences récentes [1] ont montré qu'aux grands nombres de Reynolds ($W2R/\nu$ de l'ordre de 500 000) on avait sensiblement, en appelant m un nombre compris entre 0 et 1 et α étant positif :

$$0 < x < m, \qquad \varphi(x) = \frac{x}{m^{\alpha+1}},$$

$$m < x < 1, \qquad \varphi(x) = \frac{1}{x^{\alpha}}.$$

Ce qui permet de faire le calcul Y, quand on connaît m et α. Dans le cas des expériences citées plus haut on peut faire $m = 1/7$ et $\alpha = 1$, d'où $Y = 4,4$ et si, en première approximation on fait $\varepsilon = 1$ il vient $A = 1$. D'où :

$$\Delta P_{/} = \rho \frac{U_2^2}{2}[(\sigma - 1)^2 + (\sigma - 1)\operatorname{tg}^2\theta_2].$$

(*) Séance du 18 novembre 1957.
(1) FORTIER, *Chaleur et Industrie*, mai 1956, p. 111.

HYDRAULIQUE. — *Retour sur le calcul des chambres d'équilibre. Validité des hypothèses émises.* Note de M. **LEFTERI SIDERIADES**, présentée par M. Louis de Broglie.

Certaines contradictions et divergences de vues entre auteurs nous conduisent à reposer le problème des chambres d'équilibre de manière à préciser la validité de la condition de Thoma, donc des hypothèses émises, en vue de l'étude plus complexe des systèmes couplés à plusieurs chambres.

1° *Position du problème.* — Le schéma de l'installation étudiée et les notations utilisées sont classiques [1]. On suppose que :

— la masse d'eau dans le bassin amont est suffisamment grande pour que son niveau Z_0, par rapport aux turbines, y soit pratiquement constant.

— l'effet de la variation du rendement des turbines est négligeable.

— la perte de charge dans la conduite forcée est négligeable.

— la perte de charge dans la galerie d'amenée est de la forme

$$P = P'_0 W^2 = \frac{P_0 W^2}{W_0^2}.$$

Pour tout régime permanent correspondant à un débit $Q_i = \varphi U_i$, les pertes P_i sont liées aux vitesses W_i par la relation : $P_i = P'_0 W_i^2$.

— la perte de charge due à l'insertion dans la chambre est un polynome en V, pouvant contenir des termes linéaires suivant la forme de l'insertion

$$R = \psi(V) = R'_0 V + R'_1 V^2 + \ldots.$$

Dans ces conditions, l'équation de continuité au nœud hydraulique s'écrit

$$(1) \qquad fW = FV + \varphi U.$$

Le théorème de l'énergie cinétique appliqué à la masse d'eau de la galerie est

(2) $$\frac{L}{g}\frac{dW}{dt} + Z + P'_0 W^2 + \psi(V) = 0 \qquad \text{avec} \quad V = \frac{dZ}{dt}.$$

L'action du régulateur maintenant la puissance *effective* constante se traduit par

(3) $$\varphi U[Z + Z_0 + P'_0 W^2 + \psi(V)] = K.$$

Il est important de remarquer ici que la « hauteur accélératrice » $Z + P'_0 W^2 + \psi(V)$ est *la même* dans les deux équations précédentes, et c'est là que notre raisonnement diffère de celui des autres auteurs pour lesquels deux tendances consistent à poser :

$P = P_0$: c'est là une approximation qui n'est valable que pour des P_i faibles devant Z_0 [L. Escande (1)].

$P = \alpha P'_0 W^2$ avec $0 < \alpha < 1$. [A. Gardel (2)]. Avec cette dernière hypothèse, l'étude d'un régime permanent ($V = 0$) correspondant à W_2, donc à une puissance effective : $K = W_i f Z_0$, fournit pour les deux équations (2) et (3) :

(2') $$Z + P'_0 W_i^2 = Z + P_i = 0,$$

(3') $$f W_i (Z + Z_0 + \alpha P_i) = f W_i Z_0.$$

Or, en régime permanent, ces deux équations sont compatibles, donc $\alpha = 1$. Du point de vue énergétique, ce résultat est d'ailleurs évident.

On remarquera enfin que le raisonnement porte sur des hauteurs d'eau non pas réelles, mais effectives (hauteurs réelles + pertes); c'est en effet sur une puissance *effective* que travaille le réseau électrique au-delà des turbines.

Le calcul des chambres d'équilibre consiste donc à étudier le système suivant des équations différentielles :

(I) $$\begin{cases} (4) & \dfrac{L}{g}\dfrac{dW}{dt} + Z + P'_0 W^2 + \psi\left(\dfrac{dZ}{dt}\right) = 0, \\ (5) & \left[Z + Z_0 + P'_0 W^2 + \psi\left(\dfrac{dZ}{dt}\right)\right]\left[f W - F\dfrac{dZ}{dt}\right] = K. \end{cases}$$

2° *Validité de la condition de Thoma.* — Nous avons montré dans une précédente Note (3), que cette condition était indépendante de $\psi(V)$. Il suffit donc d'étudier le système (I) dans lequel on fait $\psi(dZ/dt) = 0$.

L'étude topologique (3) donne en posant : $x = W$; $y = dW/dt$

(6) $$\begin{cases} X = \dfrac{FL}{g} y \left(Z_0 - \dfrac{L}{g} y\right), \\ Y = K - x(f + 2P'_0 F y)\left(Z_0 - \dfrac{L}{g} y\right). \end{cases}$$

Il existe un point singulier correspondant au régime permanent de coor-

données : $x = k/fZ_0$; $y = 0$. La condition cyclique en ce point s'écrit :

$$(7) \qquad \sigma = \frac{K}{fZ_0}\left(\frac{L}{g}f - 2P'_0FZ_0\right) = 0 \qquad \text{ou} \qquad \boxed{F = \frac{W_0^2 Lf}{2gP_0Z_0}.}$$

Avec nos notations, la condition classique de Thoma devient :

$$F = \frac{W_0^2 Lf}{2gP_0(Z_0 - P_0)}.$$

Elle ne coïncide avec l'équation (7) que pour P_0 négligeable devant Z_0. Nous énoncerons donc le résultat suivant :

La condition de stabilité d'une cheminée sans pertes d'insertion, correspond toujours à une section inférieure à celle de Thoma; elle est donnée par la relation (7).

Exemple : Si $P_0 = Z_0 . 10^{-1}$, l'économie réalisée est de 11,1 %.

3. *Influence des pertes d'insertion.* — Dans le cas où l'on fait intervenir les pertes d'insertion, seule la loi de perte de charge à l'origine intervient pour la stabilité [*Cf.* Note ([3])]. On étudie donc le système (1) dans lequel la fonction ψ se réduit à l'élément linéaire $R'_0 V$. Topologiquement on a :

$$(8) \quad \left\{\begin{array}{l} X = -2FR'_0(y + P'_0 x^2) + R'_0\varphi(x, y) \qquad \text{avec} \quad x = W, \qquad y = Z; \\ Y = -\dfrac{L}{g}\varphi(x, y); \\ \qquad \varphi(x, y) = AF - R'_0 fx \pm [(AF + R'_0 fx)^2 - 4KR'_0F]^{\frac{1}{2}}, \\ \qquad A = Z_0 + y + P'_0 x^2. \end{array}\right.$$

La condition cyclique appliquée au point ($x = W_0$; $y = -P_0$) nous conduit pour la stabilité à la condition

$$\boxed{F \geqq \frac{W_0^2 Lf}{2gP_0Z_0} - \frac{W_0 f R'_0}{2P_0}}$$

On vérifie que cette section est inférieure à celle que nous avions obtenue pour notre « condition de Thoma généralisée ». La condition de Thoma est pratiquement indépendante de la puissance effective K, car on a supposé $P_i = P'_0 W_i^2$. La relation (9), plus générale, montre en fait, qu'elle constitue une valeur asymptotique lorsque K augmente; en effet (9) peut s'écrire

$$F \geqq \frac{f}{2P'_0}\left(\frac{L}{Z_0 g} - f\frac{R'_0 Z_0}{K}\right).$$

Conclusion. — La précision des hypothèses émises (en particulier la notion de puissance effective) nous permettent avec l'aide des méthodes topologiques, d'aboutir à une section critique toujours inférieure à celle que l'on a l'habitude de déterminer. La condition de Thoma constitue une bonne approximation dans le cas de faibles pertes de charge seulement. Dans les autres cas (usines de basse chute), l'expérience montre que la section est nettement inférieure; c'est ce que confirment nos calculs.

(1) L. Escande, *Publ. scient. et techn. Minist. Air*, **280**, 1953, p. 115 et suiv.

(2) A. Gardel, *Chambres d'équilibre. Analyse de quelques hypothèses usuelles*. F. Rouge et Cie, Libr. Univ. Lausanne, 1956, p. 82 et suiv.

(3) L. Sideriades, *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 279.

ASTRONOMIE. — *Sur les mesures de latitude faites à l'Observatoire de Paris au moyen de l'Astrolabe Impersonnel A. Danjon, type O. P. L.* Note de M. **Bernard Guinot**, transmise par M. André Danjon.

Organisation des observations. Résultats obtenus depuis juillet 1956.

Un astrolabe impersonnel A. Danjon, construit par la Société « Optique et Précision de Levallois », a été livré à l'Observatoire de Paris au printemps 1956. Cet instrument est le prototype d'une série dont la construction est actuellement achevée.

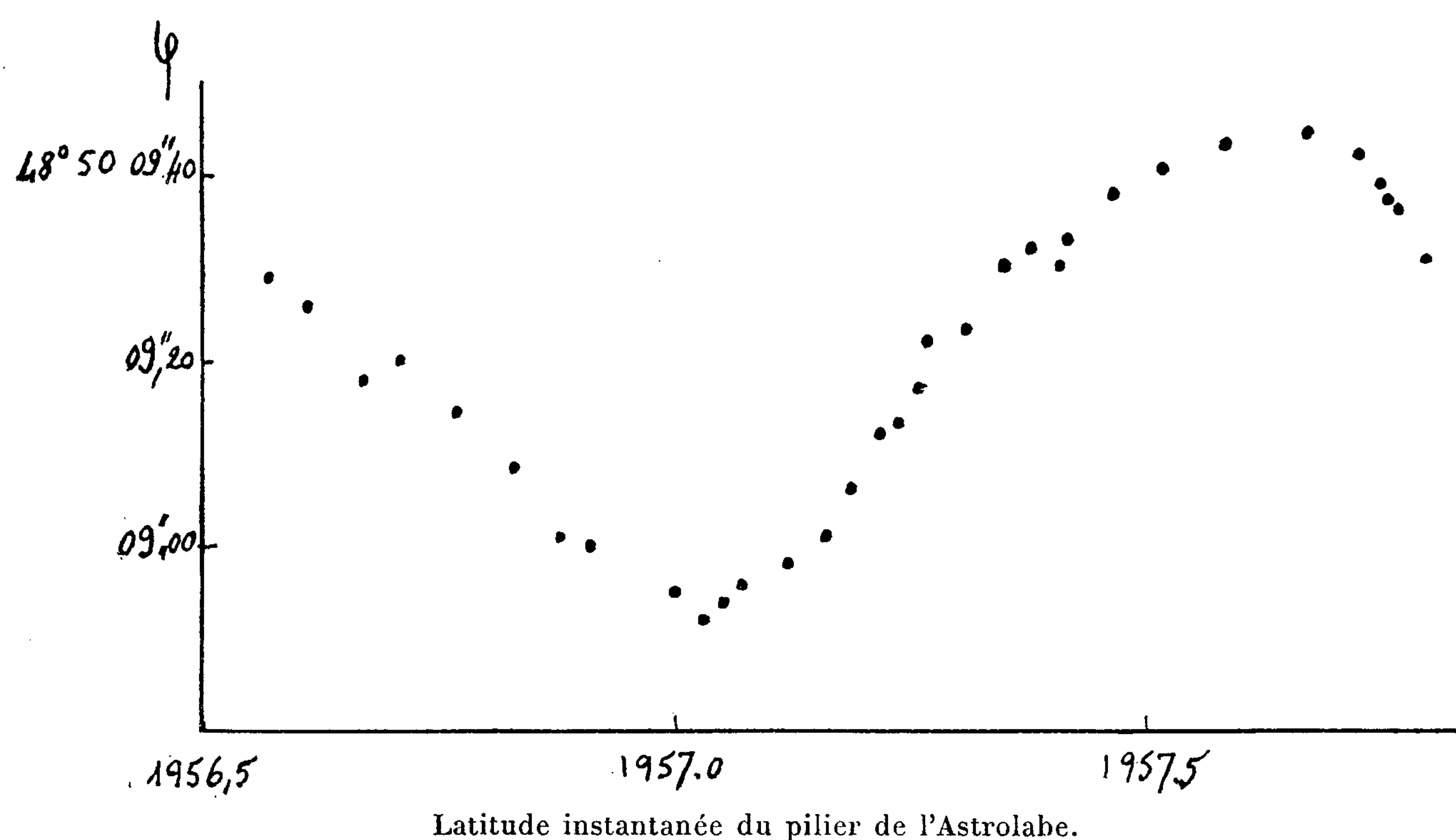
Pour la détermination simultanée de l'heure et de la latitude, 12 groupes consécutifs de 28 étoiles ont été formés. L'observation d'un groupe dure 1 h 30 mn et il y a un intervalle de 30 mn entre chacun. Les étoiles sont choisies parmi celles des catalogues FK 3 et FK 3 Supp. Les catalogues ne donnent pas les positions moyennes des étoiles avec une précision suffisante pour que les résultats des réductions puissent être immédiatement utilisés : ces résultats présentent des écarts systématiques, propres à chaque groupe et dus aux erreurs de catalogues. Il faut déterminer ces écarts.

Au milieu de chaque nuit, un observateur observe deux groupes consécutifs. Une paire de groupes est suivie pendant un mois, puis le groupe du soir est remplacé par un groupe du matin. Ainsi, chaque nuit d'observation donne les différences systématiques des résultats des deux groupes, et cela sans erreur personnelle. On s'est fixé à 10, au moins, le nombre annuel des différences à obtenir pour chaque paire de groupes, ce qui a conduit, le plus souvent, l'observateur de service à observer un troisième groupe. Lorsque, après un an, les douze paires de groupes ont été observées, on fait pour chacune la moyenne des différences obtenues. Ces moyennes permettent de rendre les résultats de tous les groupes comparables entre eux. On a chaque année le contrôle de la fermeture de la chaîne des différences.

Un groupe donne la latitude avec un écart-type de 0",05. Les différences systématiques entre groupes sont connues, en moyenne, après une seule année d'observations, avec un écart-type de 0",025. L'erreur de fermeture pour 1956-1957 est de 0",04; elle n'est pas significative. Pour obtenir les corrections à faire subir aux résultats des groupes, on a réparti cette erreur de fermeture comme si elle était due à une erreur sur la constante

de l'aberration (qu'on trouverait ainsi égale à 20",48); cela équivaut pratiquement à une équipartition. Ces corrections de raccordement varient de — 0",06 à + 0",04. La valeur du raccordement s'améliorera d'année en année et les résultats donnés ci-après ne doivent pas être considérés comme définitifs.

La figure suivante montre la variation de la latitude instantanée de l'astrolabe. Les points représentent des moyennes, indépendantes, des résultats d'environ 15 groupes consécutifs. Les moyennes portent sur un nombre de groupes variable, choisi pour qu'elles aient toutes le même poids.



Latitude instantanée du pilier de l'Astrolabe.

Les observations ont été effectuées par MM. Arbey et Guinot qui ont travaillé alternativement une nuit sur deux. Pendant les périodes de vacances et pendant l'hiver, M. Billaud et Mlle Débarbat ont prêté leur concours. On a trouvé comme différence personnelle entre MM. Arbey et Guinot : 0",014. On n'en a pas tenu compte.

Les groupes constitués pourront être observés pendant 40 ans. L'observation prolongée de ce programme donnera des renseignements précieux sur le mouvement séculaire du pôle.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Diffraction d'ondes élastiques planes dans un milieu homogène encastré suivant un demi-plan* (1). Note (*) de M. **Maurice Roseau**, présentée par M. Henri Villat.

Utilisant des notations antérieures (2) et supposant le milieu indéfini encastré suivant le demi-plan $y = 0$, $x > 0$, on se propose d'obtenir une repré-

sentation des ondes élastiques diffractées, sous certaines conditions à l'infini et dans l'hypothèse k complexe ($\operatorname{Im} k \neq 0$).

Nous supposons d'abord qu'il existe un couple de fonctions $\Omega(x, y)$, $\Theta(x, y)$, définies dans le plan entier muni d'une coupure sur la partie positive de l'axe Ox, satisfaisant aux conditions suivantes (hypothèses H) :

$$\Delta\Omega + \sigma^2\Omega = 0, \qquad \Delta\Theta + \tau^2\Theta = 0 \qquad (\operatorname{Im}\sigma > 0, \operatorname{Im}\tau > 0),$$

$$\Omega_y + \Theta_x = 0, \qquad \Omega_x - \Theta_y = 0 \qquad \text{sur } y = 0, \quad x > 0,$$

$$\Theta = \Theta_0 + \Theta_1 \qquad \text{où } \Theta_0 = \text{A} \exp\{i\tau(x\cos\varphi + y\sin\varphi)\},$$

$$\Omega = \Omega_0 + \Omega_1, \qquad \Omega_0 = \text{B} \exp\{i\sigma(x\cos\psi + y\sin\psi)\},$$

$$\lim_{\text{R}\to\infty}\int_{\text{C(R)}}\left|\frac{\partial\Theta_1}{\partial r} - i\tau\Theta_1\right|^2 ds = 0, \qquad \lim_{\text{R}\to\infty}\int_{\text{C(R)}}\left|\frac{\partial\Omega_1}{\partial r} - i\sigma\Omega_1\right|^2 ds = 0;$$

$|\Theta_1|$, $|\Omega_1|$ moindres que K/r^{α}, leurs dérivées partielles moindres que $\text{K}/r^{\alpha+1}$ au voisinage de l'origine avec $0 < \alpha < 1$,

$$|\Theta_1| < \text{C}\, e^{-\eta x}, \qquad |\Omega_1| < \text{C}\, e^{-\eta x}, \qquad \eta > 0 \qquad \text{pour } y = 0, \quad x > 0 \text{ assez grand.}$$

Désignant par G_1 et G_2 les fonctions de Green :

$$\text{G}_1 = \frac{i}{4}\text{H}_0^1\left\{\tau[(x - x')^2 + (y - y')^2]^{\frac{1}{2}}\right\}, \qquad \text{G}_2 = \frac{i}{4}\text{H}_0^1\left\{\sigma[(x - x')^2 + (y - y')^2]^{\frac{1}{2}}\right\},$$

où H_0^1 est la fonction de Hankel d'ordre 0 et de première espèce, on établit les conséquences suivantes des hypothèses (4) :

1° $$\lim_{r\to 0}\int_{\text{C}(r)}\left(\frac{\partial\Omega_1}{\partial s} + \frac{\partial\Theta_1}{\partial n}\right) ds = 0, \qquad \lim_{r\to 0}\int_{\text{C}(r)}\left(\frac{\partial\Omega_1}{\partial n} - \frac{\partial\Theta_1}{\partial s}\right) ds = 0;$$

2° $$\Theta_1(x, y) = \int_0^{+\infty}\left\{[\Theta_1]\frac{\partial\text{G}_1}{\partial y'} + [\Omega_1]\frac{\partial\text{G}_1}{\partial x'}\right\} dx', \qquad y' = 0,$$

(1) $$\Omega_1(x, y) = \int_0^{+\infty}\left\{[\Omega_1]\frac{\partial\text{G}_2}{\partial y'} - [\Theta_1]\frac{\partial\text{G}_2}{\partial x'}\right\} dx',$$

où

$$[\Theta_1] = \lim_{y\to 0}(\Theta_1(x, y) - \Theta_1(x, -y)) \qquad \text{pour } x > 0, \quad \ldots;$$

3° $[\Theta_1]$ et $[\Omega_1]$ sont solutions des équations intégrales séparées :

$$i\text{A}\tau\cos\varphi\exp(i\tau x\cos\varphi) + i\text{B}\sigma\sin\psi\exp(i\sigma x\cos\psi)$$
$$+\int_0^{\infty+}\left\{\frac{\partial^2(\text{G}_2 - \text{G}_1)}{\partial x^2} + \sigma^2\text{G}_2\right\}[\Omega_1]\, dx' = 0,$$

(2) $$i\text{A}\tau\sin\varphi\exp(i\tau x\cos\varphi) - i\text{B}\sigma\cos\psi\exp(i\sigma x\cos\psi)$$
$$+\int_0^{+\infty}\left\{\frac{\partial^2(\text{G}_1 - \text{G}_2)}{\partial x^2} + \tau^2\text{G}_1\right\}[\Theta_1]\, dx' = 0$$

avec $y = y' = 0$; $x > 0$.

Inversement à toute solution $f(x)$, $h(x)$ continue holdérienne de ces équations intégrales où A, B, φ, ψ sont arbitrairement donnés, qui satisfait aux

conditions $|f| < k/x^{\alpha}$, $|h| < k/x^{\alpha}$ au voisinage de $x = 0$ avec $0 < \alpha < 1$ et $|f| < C e^{-\eta x}$, $|h| < C e^{-\eta x}$, $\eta > 0$ pour $x > 0$ assez grand, on peut faire correspondre une solution Θ, Ω satisfaisant à toutes les hypothèses (H) en définissant Θ_1 et Ω_1 par les formules (1) où l'on aura remplacé $[\Omega_1]$ et $[\Theta_1]$ par f et h respectivement.

La solution du problème posé est ainsi réduite à la recherche des solutions des équations intégrales (2), ce qui fera l'objet d'une prochaine publication.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) Je dois à M. J. J. Stoker de m'avoir suggéré d'entreprendre l'étude de ce problème.

(2) *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 1780.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Introduction des paramètres relativistes d'Einstein-Kramers et de Cayley-Klein dans l'hydrodynamique relativiste du fluide à spin de Weyssenhoff.* Note (*) de MM. **Burhan Cahit Unal** et **Jean-Pierre Vigier**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans une Note précédente (1) nous avons montré l'équivalence de diverses représentations d'un champ de toupies microscopiques. A titre d'exemple nous allons comparer les représentations lagrangiennes correspondantes du fluide à spin le plus simple : celui de Weyssenhoff.

Comme nous l'avons vu, une première façon de représenter un fluide relativiste de toupies microscopiques sans interactions consiste à utiliser les variables d'Einstein-Kramers $a_{\mu}^{(\xi)}(\vec{x}, t)$, c'est-à-dire de caractériser chaque toupie microcospique par un système mobile Σ d'axes orthogonaux qui lui soit attaché univoquement. Le lagrangien d'un tel fluide va donc dépendre *a priori* de sept variables, soit $D(\vec{x}, t)$ (densité invariante de toupies), les $a_{\mu}^{(\xi)}(\vec{x}, t)$ et aussi d'un certain nombre de paramètres de Lagrange qui exprimeront les restrictions imposées au fluide, soit : 1° l'équation de continuité $dD/dt = 0$ $\left[\text{avec } d/dt = (\partial/\partial t) + \vec{V}.\vec{\nabla} \text{ et } d/d\tau = a_{\mu}^{(4)}\partial_{\mu}\right]$; 2° les $a_{\mu}^{(\xi)}$ constituent un système de vecteurs unitaires et orthogonaux. Ceci posé, le lagrangien devra évidemment contenir :

a. Le terme $D m_0 c^2$ qui n'est autre que l'énergie propre des toupies.

b. Le terme $\Lambda(dD/dt)$ ou $-D(d\Lambda/dt)$ qui entraîne la conservation de D le long des lignes de courant définies par $a_{\mu}^{(4)}$.

c. Le terme correspondant à l'énergie propre de rotation; terme qui peut se mettre sous la forme $(1/2)k\widetilde{a_{\alpha}^{(4)}a_{\beta}^{(3)}}\omega_{\alpha\beta}$. Il prend donc la forme classique $(1/2)S_{\alpha\beta}\omega_{\alpha\beta}$ où $\omega_{\alpha\beta} = (d/d\tau)\, a_{\alpha}^{(\xi)} a_{\beta}^{(\xi)}$ est la vitesse angulaire instantanée et

$$S_{\alpha\beta} = -\frac{k}{2} D \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} a_{\gamma}^{(4)} a_{\delta}^{(3)}$$

n'est autre que l'expression classique (²) du moment angulaire de Weyssenhoff, k étant la valeur constante du moment cinétique de chaque particule. On trouve, en effet, que

$$\frac{1}{2} S_{\alpha\beta}\,\omega_{\alpha\beta} = -\frac{1}{2} k D\, a_\mu^{(4)}\, \partial_\mu a_\nu^{(2)} a_\nu^{(1)} \qquad \text{puisque} \quad \widetilde{a_\alpha^{(1)}} = \frac{1}{2} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}\, a_\beta^{(2)} a_\gamma^{(2)} a_\delta^{(4)}.$$

d. Le terme $\lambda_{\mu\nu}(a_\mu^{(\xi)} a_\nu^{(\xi)} - \delta_{\mu\nu})$ qui exprime tout simplement une condition de Lagrange qui entraîne l'unitarité et l'orthogonalité des $a_\mu^{(\xi)}$ (les $\lambda_{\mu\nu}$ symétriques constituent des paramètres de Lagrange supplémentaires). On voit alors sans peine que le lagrangien est fourni par l'expression proposée par Takabayasi, soit

$$(1) \qquad L(\Lambda, D, a_\mu^{(\xi)}, \lambda_{\mu\nu}) = -D\, m_0 c^2 \left(\frac{1}{2} a_\mu^{(4)}\, \partial_\mu a_\nu^{(2)} a_\nu^{(1)} - 1 \right) + \lambda_{\mu\nu}(a_\alpha^{(\xi)} a_\nu^{(\xi)} - \delta_{\mu\nu}).$$

que l'on peut aussi écrire sous la forme

$$L = k_\mu u^\mu + D m_0 c^2, \qquad \text{avec} \quad k_\mu = -D m_0 c^2\, a_\nu^{(1)}\, \partial_\mu a_\nu^{(2)} + D\, \partial_\mu \Lambda.$$

Il fournit correctement la théorie de Weyssenhoff. Faisant varier, en effet, L par rapport à Λ, D, $a_\mu^{(\xi)}$, $\lambda_{\mu\nu}$ et en éliminant les $\lambda_{\mu\nu}$ on obtient après un calcul qui ne présente pas de difficulté de principe, les relations

$$(2) \qquad \frac{dk_\mu}{d\tau} = 0, \qquad \frac{dS_{\alpha\beta}}{d\tau} = k_\alpha u_\beta - k_\beta u_\alpha \qquad \text{et} \qquad \frac{dD}{d\tau} = 0,$$

c'est-à-dire exactement les relations postulées par Weyssenhoff (³).

Passons maintenant à la deuxième représentation indiquée dans notre Note précédente (¹) et caractérisons le système mobile Σ attaché à chaque toupie par la donnée d'un spineur à quatre composantes $\Phi_\alpha(\vec{x}, t)$. Les $a_\mu^{(\xi)}$ étant donnés en fonction des spineurs, on passera du lagrangien (1) à son expression en spineurs en réexprimant chaque terme par les nouvelles variables $\Phi_\alpha(\vec{x}, t)$ et leurs conjuguées. Il vient alors immédiatement :

a. pour le terme $D m_0 c^2$ l'expression

$$D m_0 c^2 = m_0 c^2 \sqrt{j_\mu j^\mu} = m_0 c^2 \sqrt{-\Omega_1^2 + \Omega_2^2},$$

où

$$j_\mu = D a_\mu^{(4)} = \Phi^\dagger \gamma_\mu \Phi, \qquad \Omega_1 = i D \cos A = \Phi_1^\dagger \Phi, \qquad \Omega_2 = D \sin A = \Phi^\dagger \gamma_5 \Phi.$$

b. Quant au terme de rotation propre, on peut l'obtenir directement à partir des relations

$$(3) \qquad \dot{\Phi} = \frac{1}{4} \omega_{\alpha\beta} \gamma^\alpha \gamma^\beta \Phi, \qquad \dot{\Phi}^\dagger = -\Phi^\dagger \frac{1}{4} \omega_{\alpha\beta} \gamma^\alpha \gamma^\beta$$

qui définissent l'évolution de Φ le long de la ligne d'univers suivie par la

« molécule ». Remplaçons, en effet, $\dot{\Phi}^{\dagger}$ et $\dot{\Phi}$ par leur valeur (3) dans l'expression $ik\left[\Phi^{\dagger}\Phi\left(\Phi^{\dagger}\dot{\Phi}-\dot{\Phi}^{\dagger}\Phi\right)-\Phi^{\dagger}\gamma_5\Phi\left(\Phi^{\dagger}\gamma_5\dot{\Phi}-\dot{\Phi}^{\dagger}\gamma_5\Phi\right)\right]$, elle devient

$$= ik\mathrm{D}\left[i\cos \mathrm{A}\,\Phi^{\dagger}\dot{\Phi}-\sin \mathrm{A}\,\Phi^{\dagger}\gamma_5\dot{\Phi}\right]+\text{c. c.}=-k\mathrm{D}\,\Phi^{\dagger}e^{i\gamma_5\mathrm{A}}\dot{\Phi}+\text{c. c.}$$
$$=-k\mathrm{D}\left[\frac{1}{4}\omega_{\alpha\beta}\Phi^{\dagger}e^{i\gamma_5\mathrm{A}}\gamma^{\alpha}\gamma^{\beta}\Phi+\frac{1}{4}\omega_{\alpha\beta}\Phi^{\dagger}e^{i\gamma_5\mathrm{A}}\gamma^{\alpha}\gamma^{\beta}\Phi\right]$$
$$=-\frac{1}{2}k\mathrm{D}\,\Phi^{\dagger}e^{i\gamma_5\mathrm{A}}\gamma^{\alpha}\gamma^{\beta}\Phi\omega_{\alpha\beta}=\frac{1}{2}\mathrm{S}_{\alpha\beta}\,\omega_{\alpha\beta}.$$

où

$$\mathrm{S}_{\alpha\beta}=-k\Phi^{\dagger}e^{i\gamma_5\mathrm{A}}\gamma_{\alpha}\gamma_{\beta}\Phi=-\frac{1}{2}k\,\mathrm{D}\,\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}a_{\gamma}^{(4)}a_{\delta}^{(3)}$$
$$=-\frac{ik}{2\mathrm{D}}\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}\Phi^{\dagger}\gamma_{\gamma}\Phi.\Phi^{\dagger}\gamma_5\gamma_{\delta}\Phi$$
$$=+\frac{ik}{\mathrm{D}}\left[\Phi^{\dagger}\Phi.\Phi^{\dagger}\gamma_{\alpha}\gamma_{\beta}\Phi-i\Phi^{\dagger}\gamma_5\Phi.\Phi^{\dagger}\gamma_5\gamma_{\alpha}\gamma_{\beta}\Phi\right],$$

à cause des relations de Pauli-Kofinck (3). Il n'y a pas d'autres termes à introduire dans L, car les conditions 1° et 2° résultent immédiatement dans ce cas des relations (1) de la Note précédente et de l'invariance de jauge du premier genre de L.

Exprimé en spineurs le lagrangien de Weyssenhoff s'écrira donc finalement

$$\mathrm{L}=-ik\frac{\Phi^{\dagger}\gamma_{\mu}\Phi}{\mathrm{D}}\left[\Phi^{\dagger}\Phi.\Phi^{\dagger}[\partial_{\mu}]\Phi-\Phi^{\dagger}\gamma_5\Phi.\Phi^{\dagger}\gamma_5[\partial_{\mu}]\Phi\right]+m_0c^2\mathrm{D},$$
$$\mathrm{L}=k_{\mu}u^{\mu}+m_0c^2\mathrm{D},$$

avec

$$k_{\mu}=-\frac{ik}{\mathrm{D}}\left[\Phi^{\dagger}\Phi.\Phi^{\dagger}[\partial_{\mu}]\Phi-\Phi^{\dagger}\gamma_5\Phi.\Phi^{\dagger}\gamma_5[\partial_{\mu}]\Phi\right];$$

c'est-à-dire exactement l'expression proposée par Takabayasi (4) pour le vecteur densité d'énergie impulsion de fluide de Dirac. On vérifie ensuite sans peine que l'équation du mouvement entraîne bien les relations (2) et que $\mathrm{L}=0$; ce qui fait ressortir l'analogie frappante entre le lagrangien obtenu et le lagrangien de Dirac.

(*) Séance du 13 novembre 1957.

(1) UNAL et VIGIER, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1785.

(2) WEYSSENHOFF, *Acta Physica Polonica*, 9, 1947.

(3) BOHM, HALBWACHS, LOCHAK et VIGIER, *Séminaire Louis de Broglie*, exposé n° 15, 1956.

(4) TAKABAYASI, *Relativistic hydrodynamics of the Dirac matter*, supp. *Prop. Theor. Phys.* (Japan), 4, 1957.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *La représentation des systèmes de corpuscules dans l'interprétation causale de la Mécanique ondulatoire et la nature du potentiel quantique.* Note (*) de M. **Joao Andrade e Silva**, présentée par M. Louis de Broglie.

Une représentation dans l'espace physique des systèmes isolés de particules, d'accord avec l'interprétation causale de la Mécanique ondulatoire avait été proposée par M. Louis de Broglie et l'auteur (1). Nous analysons ici les difficultés soulevées par l'introduction de potentiels extérieurs dans cette représentation, lesquelles suggèrent un changement des équations de base.

L'interprétation causale de la Mécanique ondulatoire par la théorie de la double solution (2) conduit à représenter le mouvement d'un système de N corpuscules par la propagation de N ondes à singularité dans l'espace physique. De ce point de vue, la validité de l'équation de Schrödinger dans l'espace de configuration et la réussite des postulats qui s'y rattachent dans l'interprétation habituelle doivent apparaître comme des conséquences de la nouvelle représentation dans l'espace physique.

Dans le cadre de la théorie de l'onde pilote (laquelle est, ici, l'équivalent de la théorie de la double solution) M. Louis de Broglie et l'auteur ont proposé (1) un certain formalisme dans l'espace physique qui paraissait satisfaisant; néanmoins une analyse plus approfondie montre qu'en cherchant à le généraliser dans le cas des systèmes non isolés, on se heurte à des difficultés.

Nous allons reprendre cette représentation pour montrer les obstacles qui découlent de l'introduction des potentiels extérieurs. En partant de cet examen nous proposerons, dans une prochaine Note, une modification des équations de propagation dans l'espace physique.

On représente un système isolé de trois particules en interaction par trois points matériels $\left[\text{de masse } m_j \text{ et de trajectoire } \vec{R}_j(t)\right]$ en mouvement sur trois ondes régulières

$$v_j\left(\vec{r}, \vec{R}_k(t), \vec{R}_l(t), t\right) = a_j\left(\vec{r}, \vec{R}_k(t), \vec{R}_l(t), t\right) e^{\frac{2\pi i}{h}\varphi_j(\vec{r}, \vec{R}_k(t), \vec{R}_l(t), t)} \tag{1}$$

ces fonctions obéissant au système d'équations

$$\frac{\partial a_j^2}{\partial t} - \frac{1}{m_j}\nabla(a_j^2\nabla\varphi_j) = 0, \tag{2A}$$

$$\frac{\partial \varphi_j}{\partial t} = \frac{1}{2m_j}(\nabla\varphi_j)^2 + V_{jk}\left(\vec{r}, R_k(t), t\right) + V_{jl}\left(\vec{r}, R_l(t), t\right) + Q_j \tag{2B}$$

les potentiels quantiques Q_j étant donnés par

$$(3)\quad \begin{cases} Q_1 = Q_2 = Q_3 = -\dfrac{h^2}{8\pi^2}\dfrac{2}{3}\displaystyle\sum_{j=1}^{3}\dfrac{1}{m_j}\left[\dfrac{\nabla^2 a_j}{a_j} + \dfrac{\nabla_j^2 a_k}{a_k} + \dfrac{\nabla_j^2 a_l}{a_l} + \dfrac{2(\nabla a_j \nabla_j a_k)}{a_j a_k}\right. \\ \qquad\qquad\qquad\qquad \left. + \dfrac{2(\nabla a_j \nabla_j a_l)}{a_j a_l} + \dfrac{2(\nabla_j a_k \nabla_j a_l)}{a_k a_l}\right] \\ \qquad\qquad\qquad (j \neq k \neq l;\ j \neq l) \end{cases}$$

et où ∇a_j désigne le vecteur de composantes $\partial a_j/\partial x$, $\partial a_j/\partial y$, $\partial a_j/\partial z$; $\nabla_k a_j$ le vecteur de composantes $\partial a_j/\partial X_k$, $\partial a_j/\partial Y_k$, $\partial a_j/\partial Z_k$, etc.

Cette représentation qui peut être généralisée pour le cas des systèmes isolés de N particules en interaction nous donne et les mouvements des points matériels (singularités) et l'évolution des ondes. Elle a l'avantage indispensable de permettre de démontrer (¹) que les mouvements des singularités obéissent, dans l'espace de configuration, à l'équation de Schrödinger habituelle.

Mais ces équations excluent la présence de potentiels extérieurs et, par conséquent, ne sont pas complètement générales. Pour les y introduire nous avions pensé profiter du fait qu'un potentiel extérieur se présente toujours, physiquement, comme le cas limite d'un potentiel d'interaction, limite correspondant au cas où la particule source de ce potentiel a une masse infinie. Alors, en prenant un système fictif de N + 1 particules et en faisant tendre vers l'infini la masse d'une de ces particules, on aurait bien un système de N particules sous l'action d'un potentiel extérieur; et étant donné que le potentiel d'interaction de la particule fictive peut être choisi arbitrairement, on retombera sur le cas général. Les conditions aux limites, regardées comme traduisant analytiquement l'existence de certaines barrières de potentiel, seraient introduites par la même voie.

Les avantages de cette façon d'aborder la question résidaient dans le fait que le passage à l'espace de configuration n'est possible qu'en prenant les équations (2 B) pour des équations de Jacobi (généralisées par la présence des potentiels quantiques), les équations (2 A) étant alors gardées en tant qu'équations « supplémentaires » nécessaires à la détermination de ces potentiels. Puisque dans le passage classique à l'espace de configuration les potentiels d'interaction ne se comportent pas de la même façon que les potentiels extérieurs, il fallait donc classifier les potentiels quantiques dans cette perspective. Mais, au contraire des potentiels classiques, les potentiels quantiques ne sont pas des fonctions « données ». Nous avions donc supprimé dans les équations (2) tout ce qui aurait pu y représenter une action de l'extérieur afin de pouvoir considérer le potentiel quantique comme un pur potentiel d'interaction; ceci était implicitement contenu dans la relation $Q = Q_1 = Q_2$, rencontrée dans le passage à l'espace de configuration. Les potentiels extérieurs et les conditions aux

limites ne seraient pris en considération qu'après le passage à l'espace de configuration.

Cependant nous nous sommes aperçu que la mise en application de ces idées conduisait à des résultats inacceptables. Ainsi, en prenant un système de trois particules et en faisant tendre l'une des masses vers l'infini on obtenait un système de deux particules sous l'action d'un potentiel extérieur. Mais, en présence d'un potentiel extérieur classique, les potentiels quantiques devraient avoir nécessairement un caractère à la fois de potentiels d'interaction et de potentiels extérieurs. Comment s'expliquer alors que la relation $Q = Q_1 = Q_2$ reste valable même dans ce cas ?

Ces difficultés nous ont conduit à examiner la validité de ce procédé d'introduction des potentiels extérieurs. Nous avons alors remarqué que, même en absence de ces potentiels (et de conditions aux limites) on n'avait pas le droit de considérer les potentiels quantiques comme des purs potentiels d'interaction. En effet, les grandeurs Q_j peuvent être envisagées en tant que des potentiels aussi longtemps que les équations (2 B) seront considérées comme des équations de Jacobi; mais, de ce point de vue, le « système physique » est constitué uniquement par l'ensemble des singularités, les ondes régulières elles-mêmes étant extérieures au système. Ainsi les potentiels quantiques, qui traduisent l'action de ces ondes régulières sur les mouvements des singularités, doivent avoir inévitablement le caractère de potentiels extérieurs. Si l'on se rappelle de la nature très souple du potentiel quantique (la présence d'un potentiel classique quelconque se reflétant toujours dans tous les termes du potentiel quantique) on peut conclure que le potentiel quantique a, même dans ce cas, une nature à la fois de potentiel d'interaction et de potentiel extérieur.

Pour passer à l'espace de configuration il faut donc s'appuyer sur un critère permettant de distinguer dans le potentiel quantique la partie qui a un contenu de potentiel extérieur de celle qui se présente sous la forme d'un potentiel d'interaction. Et, en conclusion, nous pouvons dire que les bonnes raisons de ne pas partir d'un système d'équations dans l'espace physique où les potentiels extérieurs classiques ne sont pas présents ont disparu.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) L. DE BROGLIE et JOÃO ANDRADE E SILVA, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 529.

(2) *Voir* L. DE BROGLIE, *Une tentative d'interprétation causale et non linéaire de la Mécanique ondulatoire* (*la théorie de la double solution*), Paris, Gauthier-Villars, 1956.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur les retournements de l'espace, du temps et de l'Univers dans la théorie des spineurs de Dirac.* I. *Définition et propriétés fondamentales des représentations normales.* Note de Mme **Judith Winogradzki**, présentée par M. Louis de Broglie.

Étude des représentations spinorielles du groupe de Lorentz général, réduites en représentations de dimension 1 pour un des sous-groupes de deux éléments contenant le retournement de l'espace, du temps ou de l'Univers.

Les groupes de deux éléments, contenant, en dehors de la transformation identique, le retournement de l'espace, du temps ou de l'Univers, sont des sous-groupes du groupe de Lorentz général. Nous appelons « normales » les représentations spinorielles du groupe de Lorentz général, réduites, pour l'un de ces trois sous-groupes, en représentations de dimension 1. Trois types de représentations normales sont donc à distinguer. Ils seront désignés par (E), (T) ou (U), suivant la nature du retournement fondamental figurant dans la définition (« retournement caractéristique »).

La matrice de transformation spinorielle est proportionnelle à γ^4 pour le retournement de l'espace, à $\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ pour le retournement du temps et à $\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4$ pour le retournement de l'Univers;

$$(1)\quad (\gamma^4)^2 = -(\gamma^1\gamma^2\gamma^3)^2 = (\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4)^2 = I, \qquad \mathrm{Tr}(\gamma^4) = \mathrm{Tr}(\gamma^1\gamma^2\gamma^3) = \mathrm{Tr}(\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4) = 0.$$

Les représentations normales sont donc les représentations spinorielles correspondant à des matrices de Dirac telles que l'une des trois matrices γ^4, $i\gamma^1\gamma^2\gamma^3$, $\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4$ est égale, du moins à l'ordre des éléments près, à la matrice

$$(2)\qquad J = \begin{pmatrix} \mathbf{1} & \\ & -\mathbf{1} \end{pmatrix}$$

($\mathbf{1}$ est la matrice unité d'ordre 2.)

2. Les représentations normales possèdent des propriétés remarquables.

I. Les représentations normales sont réduites, en représentations de dimension 2, pour le groupe des rotations et retournements spatiaux (E-représentations) ou pour le groupe des rotations spatiales et du retournement du temps (T-représentations) ou pour le groupe de Lorentz propre [1] (U-représentations).

II. Les matrices de Dirac correspondant à une représentation normale sont quasi-diagonales ou quasi-antidiagonales [2], les trois matrices γ^α étant du même genre. (Les indices grecs prennent les valeurs 1 à 3; les indices latins, 1 à 4.)

Comme il n'existe pas de jeux de matrices de Dirac dont les quatre matrices

seraient quasi-diagonales, trois cas seulement peuvent se présenter

(3) $\begin{cases} \gamma^\alpha \text{ quasi-antidiagonales}, & \gamma^4 \text{ quasi-diagonale} \quad (\text{E-représentations}), \\ \gamma^\alpha \text{ quasi-diagonales}, & \gamma^4 \text{ quasi-antidiagonale} \quad (\text{T-représentations}), \\ \gamma^\alpha \text{ quasi-antidiagonale}, & \gamma^4 \text{ quasi-antidiagonale} \quad (\text{U-représentations}). \end{cases}$

III. Soit Φ^k un spineur de Dirac. Désignons le semi-spineur Φ^1, Φ^2 par φ, le semi-spineur Φ^3, Φ^4 par ψ.

a. En représentation normale, pour le retournement caractéristique, les deux semi-spineurs sont transformés en eux-mêmes, du moins à un coefficient près. Ils obéissent à la même loi de transformation, leurs parités relatives étant opposées :

(4) $$\varphi \to \pm \lambda\varphi, \qquad \psi \to \mp \lambda\psi.$$

λ est égal à 1 ou i; sa valeur dépend de la nature du spineur [3] et du type de la représentation.

b. En représentation normale, pour un retournement fondamental non caractéristique, chaque semi-spineur se transforme en une fonction de l'autre.

La propriété (III *a*) est immédiate. Les propriétés (III *b*) et (I) [4] se déduisent aisément de la propriété (II). Pour démontrer celle-ci, il suffit d'utiliser le fait que toute matrice commutant avec J est quasi-diagonale et que toute matrice anticommutant avec J est quasi antidiagonale. En effet, γ^4 (= J en E-représentation) anticommute avec les γ^α, $i\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ (= J en T-représentation) commute avec les γ^α et anticommute avec γ^4, $\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4$ (= J en U-représentation) anticommute avec tous les γ^k.

3. Des propriétés précédentes découlent de nouvelles définitions des représentations normales.

A. Une définition se rattache à la définition (I) : les représentations normales sont les représentations spinorielles, réduites, en représentations de dimension 2, pour un groupe contenant les rotations spatiales et l'un des trois retournements fondamentaux.

B. On peut définir les représentations normales à partir des propriétés (II) ou (III *a*) : les représentations normales sont les représentations spinorielles dont les matrices de Dirac sont de la forme (3), ou bien, dans lesquelles les semi-spineurs obéissent à la loi de transformation (4).

La propriété (III *b*), par contre, n'est pas une propriété caractéristique.

Montrons que les quatre définitions des représentations normales sont bien équivalentes.

L'équivalence de la définition initiale et de la dernière définition est évidente. Comme la propriété (I) résulte de la propriété (II), il suffit de démontrer que les représentations définies dans (A) sont normales. En effet, si une représentation spinorielle est réduite pour les rotations spatiales et un retournement fondamental, les trois matrices $\gamma^\alpha\gamma^\beta$ [4] et une des matrices γ^4, $\gamma^1\gamma^2\gamma^3$,

$\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4$ sont quasi-diagonales. Les matrices $\gamma^\alpha\gamma^\beta$ anticommutent. Chacune des matrices γ^4, $\gamma^1\gamma^2\gamma^3$, $\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4$ commutent avec les trois matrices $\gamma^\alpha\gamma^\beta$. Les sous-matrices d'une matrice quasi-diagonale, commutant avec trois matrices quasi-diagonales non singulières anticommutant entre elles, sont proportionnelles à la matrice **1**.

Remarque. — Les spineurs de l'espace à trois dimensions (spineurs à deux composantes donnant une représentation du groupe des rotations et retournements spatiaux) sont les semi-spineurs d'une E-représentation. Les spineurs de Van der Waerden (spineurs à deux composantes donnant une représentation du groupe de Lorentz propre) sont les semi-spineurs d'une U-représentation. Il résulte de (3) que l'on passe d'une E-représentation à une U-représentation, ou inversement, en remplaçant simplement γ^4 par $\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4$.

(1) Sous-groupe du groupe de Lorentz général tel que dét $\partial x^i/\partial x'^k = +1$.

(2) Matrices quasi-diagonales ou quasi-antidiagonales : matrices d'ordre $2n$ diagonales ou antidiagonales par rapport aux sous-matrices d'ordre n.

(3) Plus exactement : de sa flectovariance. *Cf.* J. Winogradzki, *J. Phys. Rad.*, **18**, 1957, p. 387.

(4) Rappelons que pour une rotation dans le plan $x^k x^m$, la matrice de transformation dsinorielle s'écrit

$$\cos\frac{\theta}{2} - \gamma^k\gamma^m \sin\frac{\theta}{2}.$$

(θ est l'angle de rotation, réel ou imaginaire suivant la nature du plan.)

(*Institut Henri Poincaré, Paris.*)

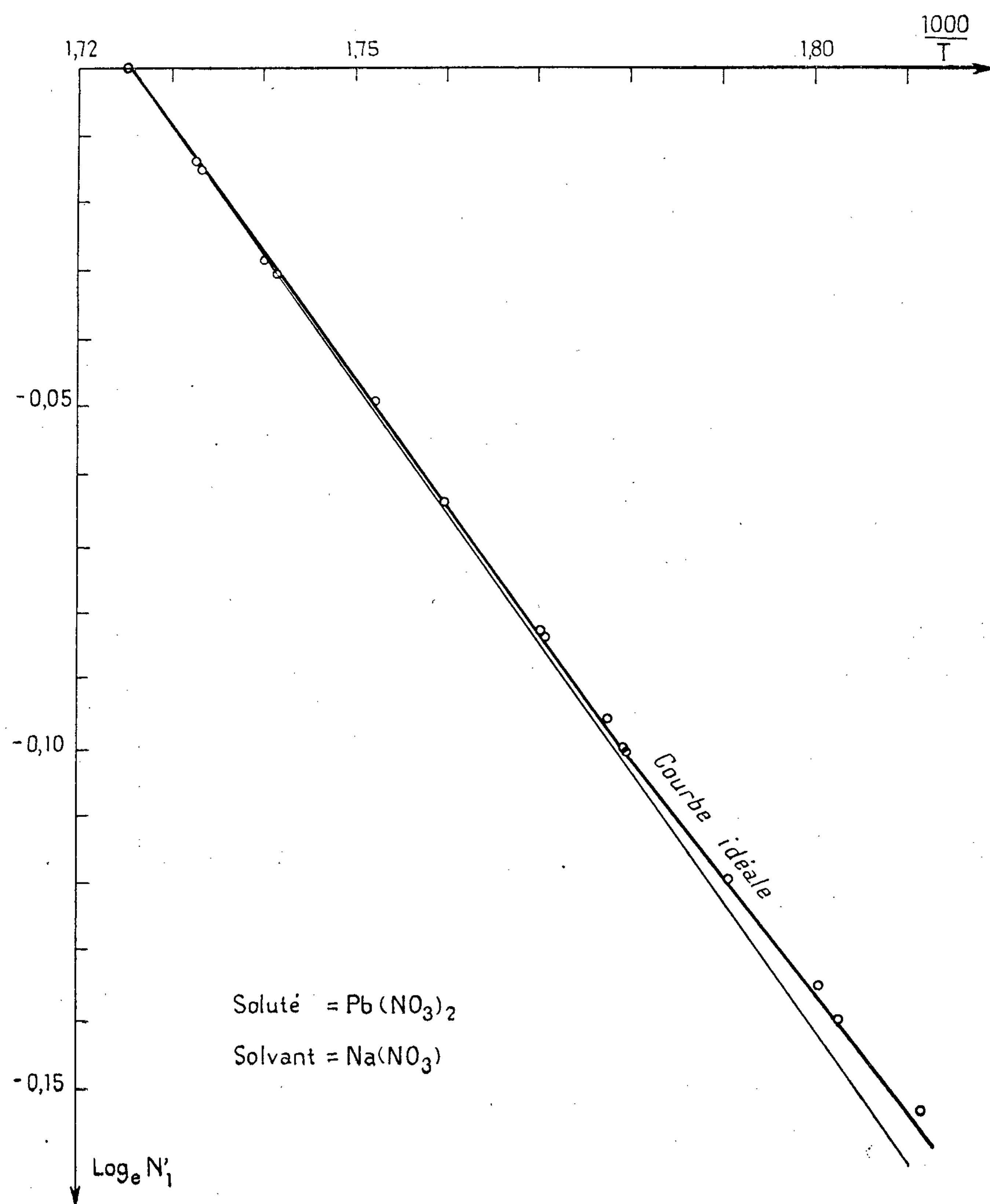
THERMODYNAMIQUE. — *Sur les solutions de nitrate de plomb dans le nitrate de sodium fondu.* Note (*) de MM. **Yves Doucet** et **Christian Janot**, présentée par M. Eugène Darmois.

L'étude de l'abaissement du point de solidification commençante des solutions de nitrate de plomb dans le nitrate de sodium fondu montre qu'elles obéissent à la loi de Schröder Van Laar des solutions idéales. On a montré précédemment que la différence de charge des cations n'introduisait pas d'écart à l'idéalité. La similitude des rayons ne provoque pas d'entropie configurationnelle, ce qui explique l'idéalité.

Dans une Note précédente (1) nous avons donné les résultats de l'étude de l'abaissement du point de solidification commençante du nitrate de potassium fondu par addition de nitrate de plomb. Le mélange n'est pas idéal, en ce sens qu'il n'obéit pas à la loi de Schröder-Van Laar convenablement modifiée pour des solutions ioniques. Dans l'hypothèse d'une dissociation totale, la seule admissible, le coefficient d'activité du solvant est plus petit que l'unité. Un calcul thermodynamique montre que l'enthalpie d'excès reste très faible; l'écart à l'idéalité a une origine entropique qu'on peut attribuer à la différence d'encombrement des ions K^+ et Pb^{++}.

Une étude similaire a été entreprise avec le nitrate de sodium. L'appa-

reillage est le même, les températures sont prises encore avec un couple platine-platine rhodié à 10 %. Le sel, convenablement purifié, fond à 579°,71 K. La chaleur de fusion d'après Goodwin et Kalmus ([2]) est 3690 cal/mole (et non pas 45,3 cal/g comme indiqué par erreur dans un tableau). E. R. Van Artsdalen ([3]) trouve une constante cryométrique de 15,0 ± 0,1 ce qui donne une chaleur molaire de fusion de 3 780 cal. Mais nos propres mesures fournissent un abaissement cryométrique limite nettement supérieur à 15, aussi gardons-nous la valeur de Goodwin et Kalmus. D'ailleurs la différence est faible. Ces mêmes auteurs donnent 0,287 et 0,432 pour les chaleurs spécifiques du solide et du liquide au voisinage du point de fusion.



Il en résulte, pour la courbe idéale, l'expression

$$\mathrm{Log}\,N'_1 = 3{,}2016 - \frac{1856}{T} + 10^{-5}\theta^2,$$

avec $\theta = 579,71 - T$. La quantité N'_1 est fournie par la théorie de Haase qui considère la solution comme formée de trois sortes de particules, les ions NO_3^-, Pb^{++} et Na^+. Il vient

$$N'_1 = \frac{4N_1(2 - N_1)}{(3 - N_1)^2},$$

où N_1 est la fraction molaire stœchiométrique du solvant $NaNO_3$. Remarquons d'ailleurs que N'_1 est peu différent de N_1. En effet on a

$$N'_1 = N_1\left(1 - \frac{N_2^2}{4} + \frac{N_2^3}{4} + \ldots\right)$$

Au voisinage de la plus grande concentration possible (eutectique vers une molalité de 2) N'_1 est égal à N_1 à 0,5 % près par défaut.

Les résultats sont donnés par le graphique ci-dessus. Les points expérimentaux (N_1, T) se placent sur la courbe Log $N'_1 = f(1/T)$ établie pour les solutions idéales.

Ceci est d'autant plus remarquable que les cations n'ont pas la même valence. Mais nous avons vu par l'étude du couple $Pb(NO_3)_2 - KNO_3$ que ce fait n'entraînait qu'une très faible enthalpie d'excès. L'écart à l'idéalité était surtout d'origine entropique. Or ici, le rayon de l'ion Pb^{++} est très voisin de celui de l'ion Na^+, si l'on adopte les valeurs 0,84 et 0,95 Å, et il n'apparaît pas d'entropie configurationnelle. Ainsi peut s'expliquer l'idéalité du couple $Pb(NO_3)_2 - NaNO_3$.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) Y. DOUCET et CH. JANOT, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1166.

(2) *Phys. Rev.*, 28, 1909, p. 1.

(3) *J. Phys. Chem.*, 60, 1956, p. 172.

DÉCHARGE DANS LES GAZ. — *Sur une méthode d'études de la décharge électrique dans les ozoniseurs*. Note de M. **ALEXANDRE POZWOLSKI**, présentée par M. Louis de Broglie.

L'ozoniseur que nous avons étudié est formé par une électrode portée à haute tension et appliquée par un ressort sur une lame de verre. La décharge jaillit dans l'intervalle compris entre cette lame de verre et une électrode plane au potentiel de masse. Cette dernière électrode est percée d'un petit trou communiquant avec une région où règne un vide très poussé entretenu par des pompes à diffusion. En face du trou se trouve une cage de Faraday F, polarisée positivement par rapport à la masse (*fig.* 1). Cette cage de Faraday agit comme une sonde de Langmuir et le courant qu'elle reçoit mesure la densité ionique au sein de l'ozoniseur [1]. Une résistance R

en série dans le circuit de la cage de Faraday et de valeur élevée, quelques mégohms, transforme les variations d'intensité dans ce circuit en variations de tension, lesquelles sont appliquées aux plaques d'un oscillographe cathodique. De même la tension alternative qui entretient l'effluve est appliquée à l'oscillographe par l'intermédiaire d'un diviseur de tension.

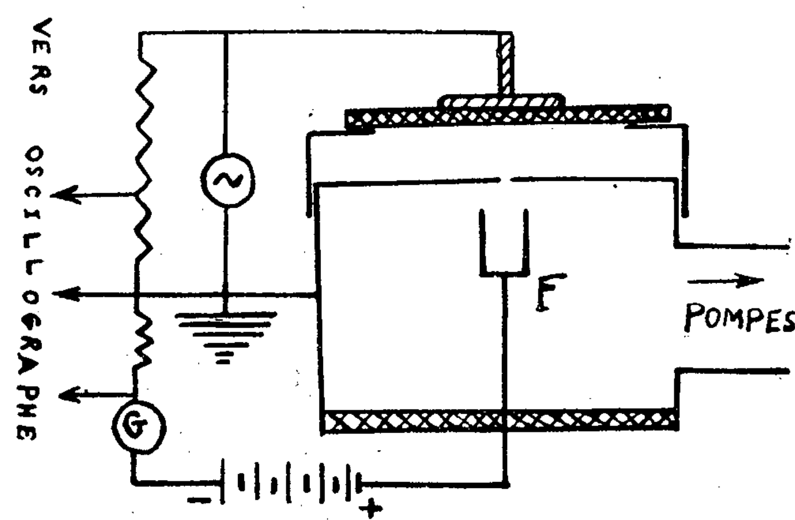


Fig. 1.

L'influence de la pression sur la forme de l'onde de courant est très marquée. Nous l'avons étudiée de façon continue dans le domaine de pression compris entre 1 et 0,45 mm Hg. Le courant passe par un maximum accentué pour la pression intermédiaire de 0,85 mm Hg. La figure 2 montre la forme de l'onde de courant pour cette pression (cliché *a*) ainsi que pour les pressions de 1 et 0,6 mm Hg (clichés *b* et *c*).

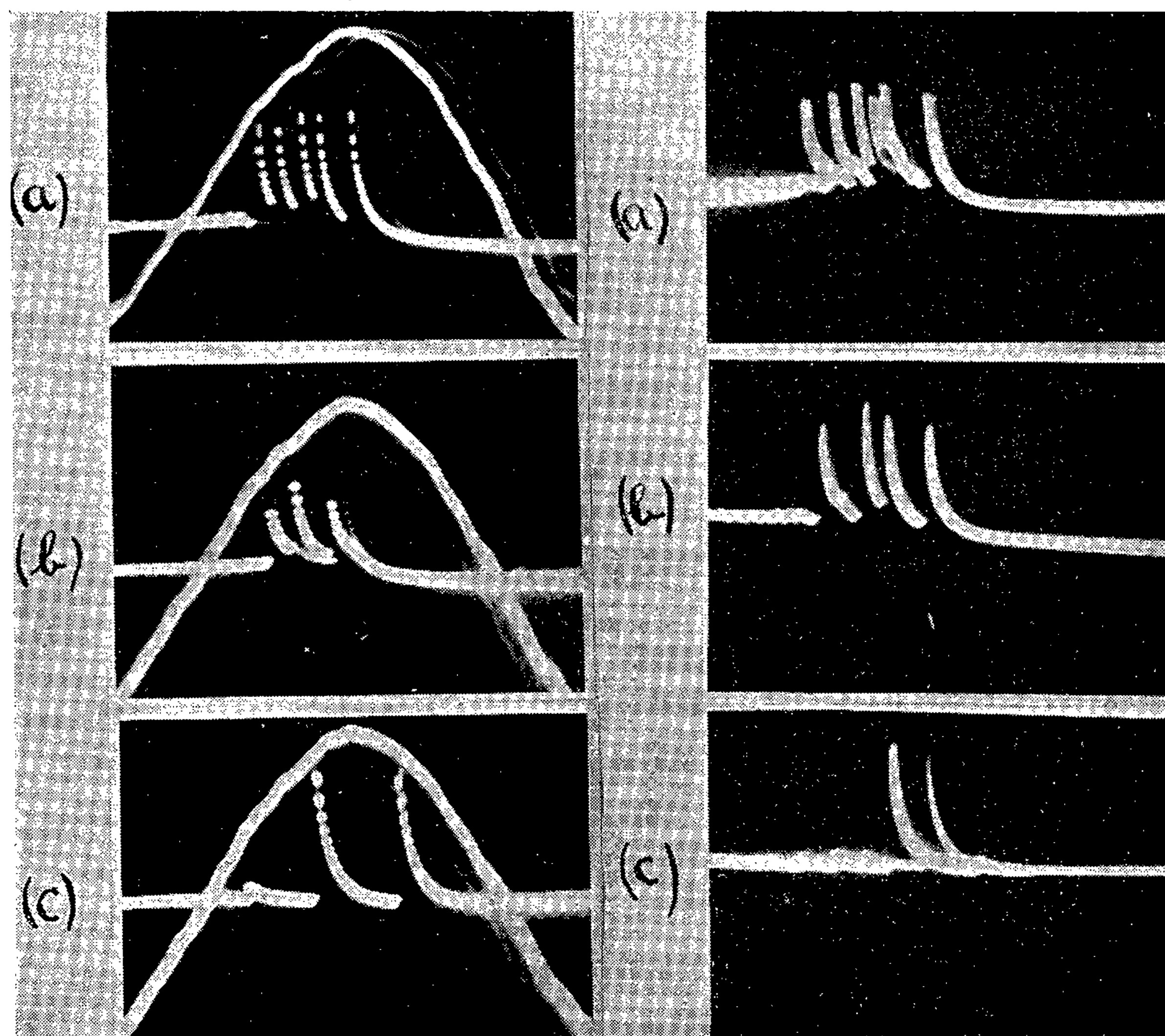


Fig. 2. Fig. 3.

A pression constante l'influence de la tension appliquée est traduite par les clichés *a*, *b*, *c* de la figure 3 qui correspondent respectivement à des tensions de 17, 11,5 et 3,5 kV. Ils montrent que la hauteur des pics de courant n'est pas affectée, seul leur nombre varie. En effet, l'effluveur peut être considéré comme formé par deux condensateurs montés en série, le second étant shunté par un tube à gaz T. Soit V_0 le potentiel disruptif du gaz. Lorsque la tension V aux bornes du second condensateur dépasse V_0, il se décharge dans T et la tension à ses bornes se stabilise à une valeur $V_f \ll V_0$. Une fois le condensateur déchargé le tube cesse de conduire, le condensateur se recharge et le phénomène se reproduit. Nous obtenons des oscillations qui rappellent les oscillations de relaxation, l'effet d'une augmentation de la tension appliquée étant simplement de rendre les décharges successives plus rapprochées.

Le courant moyen $\bar{i} = \frac{1}{T}\int_0^T i\,dt$, qui traverse F, est proportionnel à l'aire comprise entre les pics de courant de la figure 2 et l'axe des temps. Sa valeur peut être obtenue directement en disposant un galvanomètre à courant continu en série avec F. L'influence de la pression sur ce courant est représentée par la courbe de la figure 4 qui est en étroite correspondance avec la figure 2.

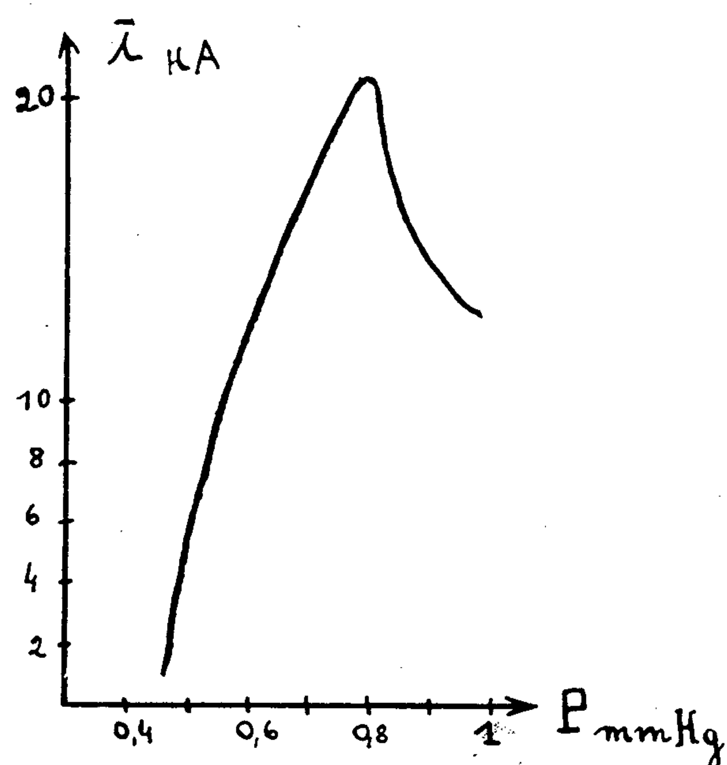


Fig. 4.

En changeant le signe du potentiel appliqué à F nous avons pu aussi observer à l'oscillographe la forme des impulsions de courant dues aux ions positifs. Nous avons constaté qu'elles se produisaient aux époques correspondant au passage des impulsions négatives, mais qu'à la différence de ces dernières elles s'étalaient tout au long de l'axe des temps. Cela provient de la différence des mobilités des ions et des électrons. Nous

n'avons pas pu prendre de clichés dans ce dernier cas par suite de la difficulté d'obtenir une image stable.

Un des avantages de cette méthode d'étude de l'effluve sur les méthodes habituelles est que le courant dû à la décharge proprement dite est radicalement séparé du courant alternatif qui traverse l'effluveur du fait de sa capacité et indépendamment de toute décharge.

(1) A. POZWOLSKI, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1144.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Sur le couplage en cascade de deux moteurs asynchrones d'induction triphasés.* Note (*) de M. **YVES SEVELY**, transmise par M. Charles Camichel.

L'auteur montre qu'il est possible de tracer le diagramme du courant d'alimentation d'un ensemble de deux moteurs asynchrones d'induction triphasés couplés en cascade directe, en utilisant les valeurs des inductances des fuites totales déterminées à partir de la méthode de résonance déjà proposée.

Affectons les indices 1 et 2 respectivement au primaire et au secondaire de chacun des moteurs du couplage en cascade. Les quantités accentuées concernent le deuxième moteur. Les équations de fonctionnement, établies en utilisant les inductances cycliques s'écrivent alors

$$\begin{aligned} V_1 &= (r_1 + j\mathcal{L}_1 g\omega)\, I_1 + j\mathcal{M}\omega I_2, \\ -V'_1 &= (r_2 + j\mathcal{L}_2 g\omega)\, I_2 + j\mathcal{M} g\omega\, I_1, \\ V'_1 &= (r'_1 + j\mathcal{L}'_1 g\omega)\, I_2 + j\mathcal{M}' g\omega I'_2, \\ 0 &= (r'_2 + j\mathcal{L}'_2 g' g\omega)\, I'_2 + j\mathcal{M}' g' g\omega I_2. \end{aligned}$$

Les glissements g et g' ayant pour valeur respective :

$$g = \frac{\dfrac{\omega}{p} - \Omega}{\dfrac{\omega}{p}}, \qquad g' = \frac{\dfrac{g\omega}{p'} - \Omega}{\dfrac{g\omega}{p'}}$$

Ω étant la vitesse angulaire des deux rotors directement couplés arbre à arbre.

Éliminant I_2, I'_2, V'_1 et g' entre les équations ci-dessus on parvient à

$$V_1 = \left\{ r_1 + j\mathcal{L}_1\omega + \frac{g\mathcal{M}^2\omega^2\left[r'_2 + j\mathcal{L}'_2\omega\left(g\dfrac{p+p'}{p} - \dfrac{p'}{p}\right)\right]}{[r_2 + r'_1 + j(\mathcal{L}_2 + \mathcal{L}'_1)g\omega]\left[r'_2 + j\mathcal{L}'_2\omega\left(g\dfrac{p+p'}{p} - \dfrac{p'}{p}\right)\right] + g\mathcal{M}'^2\omega^2\left(g\dfrac{p+p'}{p} - \dfrac{p'}{p}\right)} \right\} I_1.$$

L'impédance ainsi définie a pour diagramme une quartique bicirculaire; on peut s'en rendre compte en passant en coordonnées cartésiennes ou en se reportant à l'étude de Blondel (1).

Si l'on néglige $r_2 + r'_1$ devant $j(\mathcal{L}_2 + \mathcal{L}'_1)g\omega$ ce qui est légitime g étant toujours supérieur à $p'/(p+p')$, g se met en facteur au numérateur et au dénominateur et l'acrogramme devient un cercle.

Nous admettrons donc pratiquement, par continuité, que la quartique bicirculaire est très voisine d'un cercle que nous construirons en utilisant les trois points suivants :

1° Le point à vide, déterminé expérimentalement, le secondaire du deuxième moteur étant ouvert. Il lui correspond une impédance dont la valeur est obtenue en faisant $g = g_0 = p'/(p+p')$ soit

$$Zg_0 = \left[r_1 + \left(\frac{r_2 + r'_1}{g_0}\right)\left(\frac{\mathfrak{M}}{\mathcal{L}_2 + \mathcal{L}'_1}\right)^2\right] + j\left[\mathcal{L}_1 - \frac{\mathfrak{M}^2}{\mathcal{L}_2 + \mathcal{L}'_1}\right]\omega.$$

2° Lc point correspondant à

$$g = g' = 1.$$

L'impédance prend alors la valeur Z_1 obtenue en négligeant dans les calculs r'^2_2 devant $\mathcal{L}'^2_2\omega^2$ et $r_2 + r'_1 + r'_2(\mathfrak{M}'/\mathcal{L}'_2)^2$ devant $(\mathcal{L}_2 + N'_1)^2\omega^2$,

$$Z_1 = \left\{r_1 + \left[r_2 + r'_1 + r'_2\left(\frac{\mathfrak{M}'}{\mathcal{L}'_2}\right)^2\right]\left[\frac{\mathfrak{M}}{\mathcal{L}_2 + N'_1}\right]^2\right\} + j\left\{\mathcal{L}_1 - \frac{\mathfrak{M}^2}{\mathcal{L}_2 + N'_1}\right\}\omega.$$

3° Le point correspondant à $g = \infty$,

$$Z_\infty = r_1 + j\left(\mathcal{L}_1 - \frac{\mathfrak{M}^2}{\mathcal{L}_2 + N'_1}\right)\omega.$$

La partie imaginaire des impédances Z_1 et Z_∞ peut s'écrire

$$\left(\mathcal{L}_1 - \frac{\mathfrak{M}^2}{\mathcal{L}_2 + N'_1}\right)\omega = \left\{\mathcal{L}_1 - \frac{\mathfrak{M}^2}{\mathcal{L}_2}\left[1 - \frac{N'_1}{\mathcal{L}_2} + \left(\frac{N'_1}{\mathcal{L}_2}\right)^2 - \dots\right]\right\}\omega \# \left[\mathcal{L}_1 - \frac{\mathfrak{M}^2}{\mathcal{L}_2} + N'_1\left(\frac{\mathfrak{M}}{\mathcal{L}_2}\right)^2\right]\omega,$$

l'approximation ci-dessus se justifiant par le fait que N'_1 étant une inductance de fuites totales et $\mathcal{L}_2$ une self-inductance cyclique, le rapport $N'_1/\mathcal{L}_2$ est de l'ordre de grandeur d'un coefficient de dispersion.

Les expressions de Z_1 et Z_∞ deviennent alors

$$Z_1 = \left\{r_1 + \left[r_2 + r'_1 + r'_2\left(\frac{\mathfrak{M}'}{\mathcal{L}'_2}\right)^2\right]\left[\frac{\mathfrak{M}}{\mathcal{L}_2}\right]^2\left[\frac{1}{1 + \frac{N'_1}{\mathcal{L}_2}}\right]^2\right\} + j\left\{N_1 + N'_1\left(\frac{\mathfrak{M}}{\mathcal{L}_2}\right)^2\right\}\omega,$$

$$Z_\infty = r_1 + j\left[N_1 + N'_1\left(\frac{\mathfrak{M}}{\mathcal{L}_2}\right)^2\right]\omega.$$

La partie imaginaire est donc la somme de :

$N_1\omega$ réactance de fuites totales du premier moteur ramenée au primaire;

$N'_1\omega(\mathfrak{M}/\mathcal{L}_2)^2$ réactance des fuites totales du deuxième moteur vue de son primaire et ramenée au premier moteur.

Les valeurs de $N_1\omega$ et $N'_1\omega$ à considérer sont celles correspondant aux états de saturation imposés par des inductions proportionnelles à V_1/ω pour le premier moteur et $(\mathfrak{M}/\mathcal{L}_1)(gV_1/g\omega)$ pour le deuxième.

La méthode de résonance ([2]) nous permet de connaître ces valeurs.

Le diagramme circulaire du courant primaire du deuxième moteur sera construit ([3]) en supposant la tension d'alimentation de valeur $(\mathcal{M}/\mathcal{L}_1)V_1$ et de pulsation ω. Ce diagramme circulaire nous permet de connaître $I_2\,\underline{|\varphi_2}$ et surtout g' et par suite

$$g = \frac{p'/p}{1 + (p'/p) - g'}$$

alors que $I_1\,\underline{|\varphi_1}$ était donné par le premier diagramme pseudo-circulaire.

La comparaison entre les résultats expérimentaux et les valeurs déduites du diagramme, effectuée dans le cas d'un couplage en cascade de deux moteurs asynchrones d'induction identiques d'une puissance de 9 CV, avec liaison rotor-rotor, et présentée dans le tableau ci-après, montre la bonne concordance obtenue.

Puissance	I_1(A).		cos φ.			g.	
(W).	exp.	théor.	exp.	théor.	g'.	exp.	$1/(2-g')$.
1 630.........	26,06	*id.*	0,168	*id.*	0	0,502	0,500
2 790.........	25,84	*id.*	0,286	*id.*	0,8	0,506	0,503
3 720.........	26,16	*id.*	0,374	*id.*	1,5	0,510	0,505
4 670.........	27,0	27,5	0,453	0,45	2	0,514	0,506
5 275.........	28,24	28,6	0,480	0,47	2,5	0,517	0,508

(*) Séance du 28 octobre 1957.

([1]) *Rev. Gén. Électr.*, 43, n° 24, 1938, p. 739.

([2]) M. Teissié-Solier et J. Lagasse, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 146.

([3]) M. Teissié-Solier et J. Lagasse, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 907.

OPTIQUE CORPUSCULAIRE. — *Étude expérimentale des aberrations d'ouverture d'un système de deux lentilles quadrupolaires magnétiques.* Note (*) de M. **Albert Septier**, présentée par M. Louis de Broglie.

Un système convergent formé de lentilles quadrupolaires comprend au moins deux lentilles croisées, de même axe (le plan de symétrie convergent de l'une correspondant au plan divergent de l'autre). C'est ce système simple de deux lentilles alimentées en série que nous avons étudié sur le banc d'optique ionique décrit dans une Note précédente ([1]). La longueur mécanique de chaque lentille est 15 cm; leurs centres sont distants de 50 cm; les cercles de gorge ont un rayon $a = 4$ cm; chaque pôle porte 627 spires.

Tout faisceau incident, de révolution autour de l'axe, conduit à un faisceau émergent s'appuyant sur deux focales réelles perpendiculaires qui, au premier ordre, sont deux segments de droite. Deux facteurs au moins interviennent pour élargir ces figures en introduisant des aberrations d'ouverture : les

lentilles ont une longueur finie, et les particules doivent traverser des champs de fuite dont la structure est particulièrement complexe au voisinage du fer (2); d'autre part, la longueur efficace de chaque lentille, qui caractérise la convergence, décroît lorsqu'on s'éloigne de l'axe, d'abord très lentement pour $r \leq a/2$, puis plus vite pour $r > a/2$ (3); ainsi la lentille est moins convergente sur les bords qu'au centre. Des calculs compliqués, à la machine électronique, nous ont permis (4) d'estimer l'ordre de grandeur de l'aberration d'ouverture due à la forme du champ, mais il n'a pas été possible de tenir compte de la variation de la longueur efficace. C'est pourquoi nous avons mesuré directemeut les aberrations globales du système et nous donnerons les résultats obtenus avec des faisceaux incidents parallèles creux de section circulaire, pour différentes valeurs de la convergence.

Au voisinage d'une focale, la trace du faisceau creux émergent sur un écran fluorescent fixe, prend, lorsque l'intensité du courant d'excitation croît dans les lentilles, les aspects représentés sur la figure 1 (1 *a* à 1 *d*).

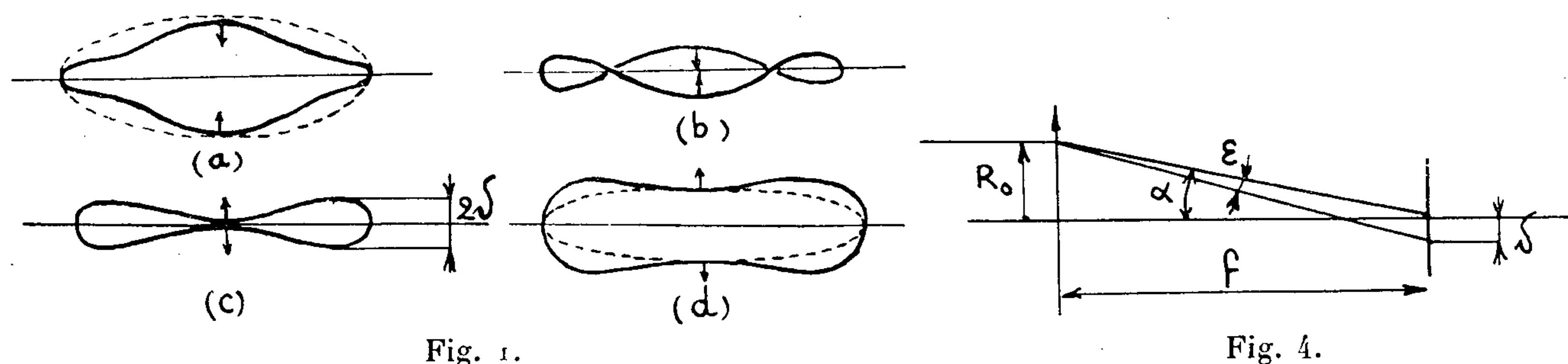


Fig. 1. Fig. 4.

Entre la zone d'amincissement maximum (1 *c*) et la lentille, la trace du faisceau est à l'intérieur de l'ellipse théorique (*fig.* 1 *a*), tandis qu'au-delà elle est à l'extérieur (1 *d*). Nous caractériserons les aberrations par l'épaisseur 2δ de la figure 1 *c*, correspondant à la mise au point sur l'axe. Cette épaisseur a été déterminée par mesure sur un grand nombre de photographies, soit directement lorsque la résolution est suffisante, et que les bords de la tache sont séparés, soit en la déduisant des figures 1 *a* et 1 *d*, par différence avec l'ellipse théorique, ayant même petit axe. La figure 2 représente les sections réelles d'un faisceau émergent correspondant à un faisceau incident creux de rayon $2R_0 = 25$ mm au voisinage de la deuxième focale, sur l'écran situé à 52 cm du centre de la deuxième lentille; la distance focale est alors de 17 cm. Pour la figure 3, correspondant à la première focale, on a $2R_0 = 50$ mm, $f = 130$ cm; la trace de la section du faisceau incident (en haut) donne l'échelle. Avec des ions Li_7^+ de 50 kV, les intensités I de l'excitation sont 1,8 et 0,76 Å respectivement, et l'on a $\Delta I/I \sim 4\,\%$ pour passer de (*a*) à (*d*) dans les deux cas.

A partir de l'épaisseur 2δ de la tache d'aberration, nous avons défini le *taux d'aberration* τ

$$\tau = \frac{\varepsilon}{\alpha} = \frac{\delta}{R_0} \quad (\textit{fig. } 4).$$

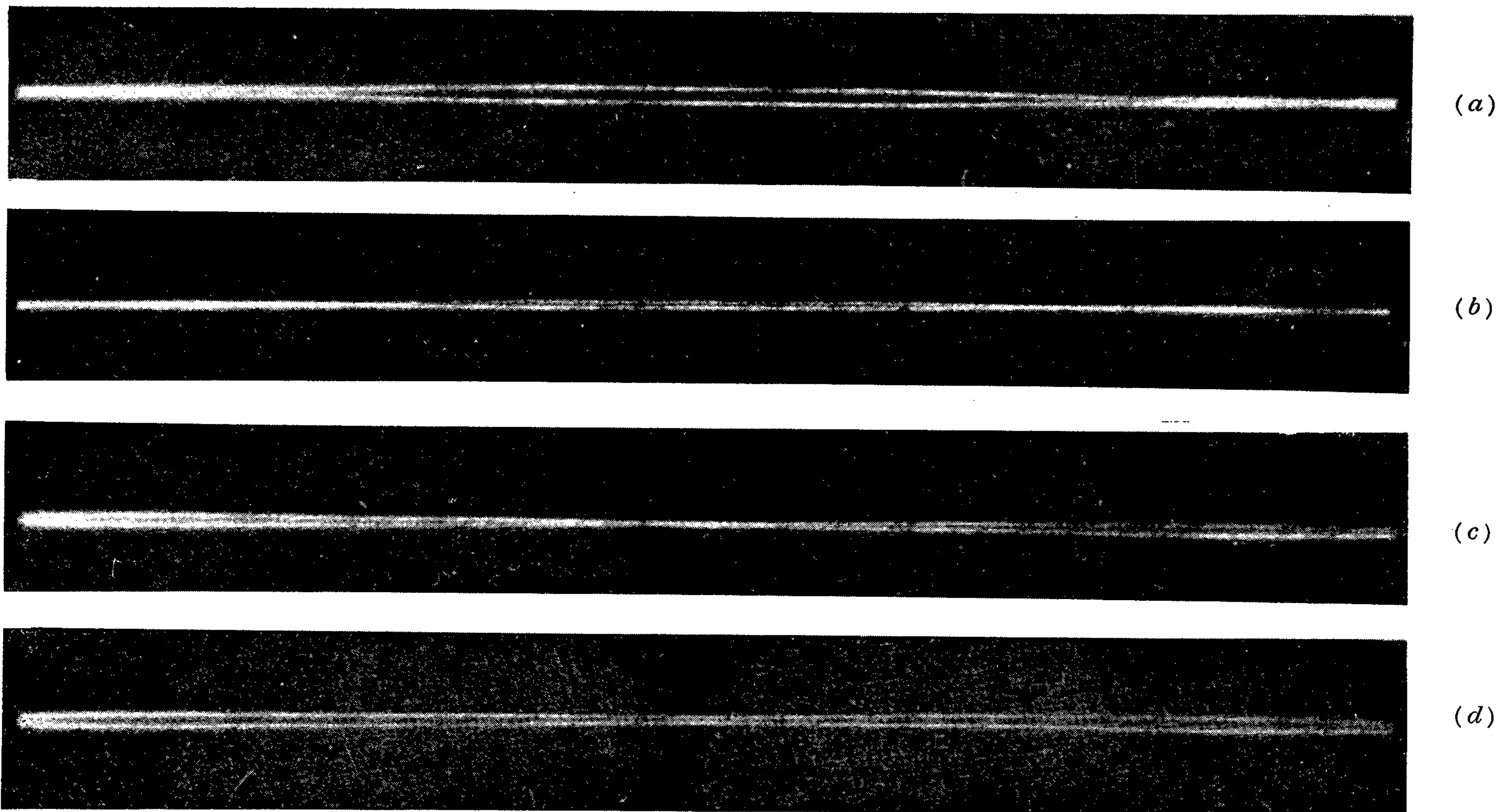


Fig. 2.

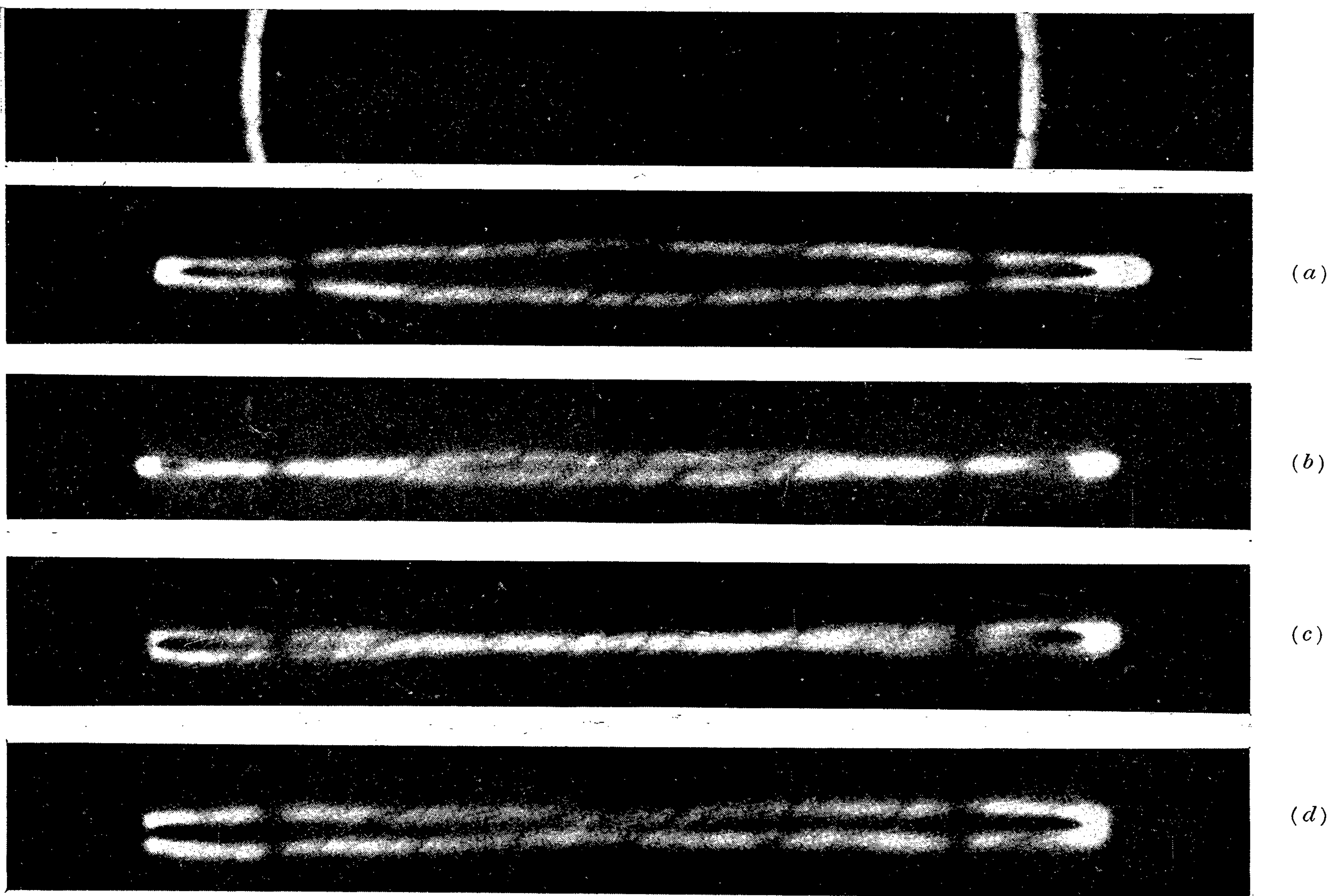


Fig. 3.

Les résultats des mesures sont portés sur la figure 5 pour différentes valeurs de f, en fonction de R_0, dans le cas où $a = 4$ cm. La théorie prévoit pour l'aberration d'ouverture ([4]) une loi de variation semblable à celle des systèmes de révolution

$$\delta = AR_0^3 + BR_0^5 + \ldots \qquad \text{soit} \quad \tau = AR_0^2 + BR_0^4 + \ldots.$$

A faible ouverture, le premier terme est prépondérant; les mesures effectuées sur des lentilles à gros trous ($a = 6$ cm) le confirment : la courbe en pointillé de la figure 5 correspond à ce cas, avec $f = 130$ cm; c'est une courbe du second degré jusque vers $R_0 = 2$ cm $= a/3$, et elle se confond pour $R_0 \leq 1$ cm avec la courbe relative à $a = 4$ cm.

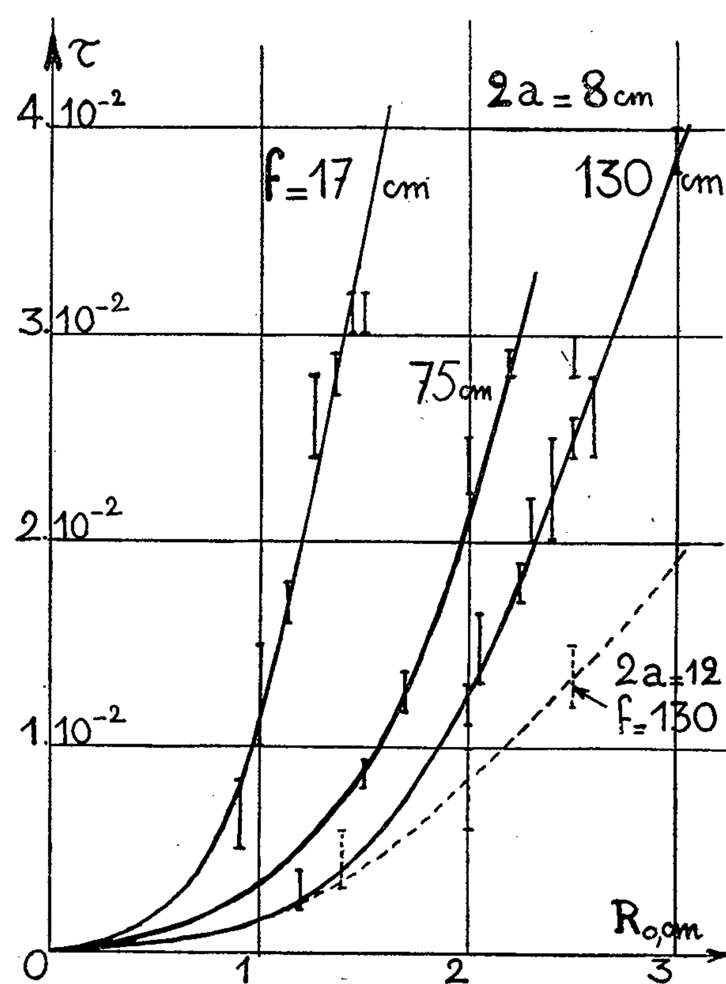


Fig. 5.

Pour un système donné, le taux d'aberration varie sensiblement comme $1/f$. Les valeurs mesurées de τ sont environ 12 fois supérieures aux valeurs fournies par le calcul pour $R_0 = 3$ cm, lorsque $a = 4$ cm. Ce facteur tombe à 6 lorsque $a = 6$ cm, car l'importance des termes supérieurs décroît alors.

Pour les faibles ouvertures on peut calculer une constante d'aberration semblable à celle des systèmes de révolution grâce à la relation (*fig.* 4).

$$\delta = C_S \alpha^3 = C_S \left(\frac{R_0}{f}\right)^3$$

qui donne

$$\tau = C_3 \left(\frac{R_0}{f}\right)^2 \qquad \text{avec} \quad C_3 = \frac{C_S}{f},$$

C_3 est une constante sans dimension. Pour $a = 4$ cm, le tableau suivant donne l'ordre de grandeur de C_3 qui varie proportionnellement à f :

f (cm)	17	75	130
C_3	3,2	14	25

Pour les faibles valeurs de f, inférieures à la longueur efficace, ces valeurs sont comparables à celles des meilleures lentilles classiques.

L'expérience nous a montré enfin que *les deux facteurs d'aberration* envisagés au début *agissaient dans le même sens :* le système a une *aberration globale d'ouverture négative* (convergence plus faible pour les rayons marginaux que pour les centraux). Les deux termes sont du même ordre de grandeur, ce qui permet d'envisager la correction de l'aberration due au champ en inversant le sens de l'aberration due à la variation de la longueur efficace, par correction appropriée de la répartition du champ dans les lentilles.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) A. Septier, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1406.

(2) A. Septier, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1026.

(3) A. Septier, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1297.

(4) M. Y. Bernard et J. Hue, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 732.

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *Orientation optique des atomes dans la vapeur saturante de cæsium.* Note (*) de M. **Tadeusz Skalinsky**, transmise par M. Jean Cabannes.

La méthode d'orientation des atomes par pompage optique (1) a permis des recherches détaillées sur les résonances magnétiques entre les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental du sodium.

Ces recherches ont conduit entre autres à la découverte des transitions à plusieurs quanta (2), (3), (4), (5), et de l'influence d'un gaz étranger sur le taux d'orientation atteint (6), (7). L'existence de l'orientation optique a été observée aussi dans la vapeur saturante de cæsium en présence d'hydrogène (8). Mais le taux d'orientation étant très faible, les signaux de résonance étaient trop petits pour permettre l'étude du spectre complet des résonances.

L'étude de ce spectre a été le but du présent travail.

Le dispositif expérimental est celui décrit dans (8). Les photomultiplicateurs Lallemand, sensibles aux radiations de résonance infrarouge du cæsium $\lambda_1 = 8943$ et $\lambda_2 = 8521$ Å, ont été refroidis jusqu'à $-80°$ C pour réduire leur courant d'obscurité.

L'expérience est conduite à fréquence du champ H_1 constante, et égale à 27,179 Mc./s^{-1} en faisant varier le champ magnétique H_0.

Les premières mesures faites avec l'hydrogène comme gaz étranger ont

confirmé les résultats de ([8]). Dans une série de mesures, nous avons évalué la variation du signal de résonance en fonction de la pression de l'hydrogène. La courbe, de même allure que celles obtenues pour le sodium avec différents gaz étrangers ([7]) montre un maximum pour la pression d'hydrogène de 0,6 mm de mercure.

Comme l'action de l'hydrogène paraît être assez faible (ce fait est dû à la grande différence entre la masse moléculaire du cæsium et celle de l'hydrogène) les expériences ont été reprises en remplaçant l'hydrogène par le xénon sous la pression de 0,16 mm de mercure. Nous avons obtenu ainsi une augmentation très remarquable du taux d'orientation.

D'après les prévisions théoriques le spectre de résonance de basse fréquence pour l'état fondamental du cæsium $6^2S_{1/2}$ ($j=1/2$, $i=7/2$) se compose de huit résonances simples, sept résonances doubles, six résonances triples superposées sur les simples correspondantes, etc. Les résonances entre les sous-niveaux $m_F \rightarrow m_F + p$ pour $F=3$ et $F=4$ sont sensiblement confondues, les coefficients de Landé étant égaux et de signe contraire. Les résonances multiples apparaissent pour des amplitudes élevées du champ H_1.

Les intervalles entre deux résonances simples successives, calculés d'après la formule de G. Breit et I. Rabi ([9]) sont égaux à 0,459 Oe. La même formule permet de déterminer les positions absolues des résonances.

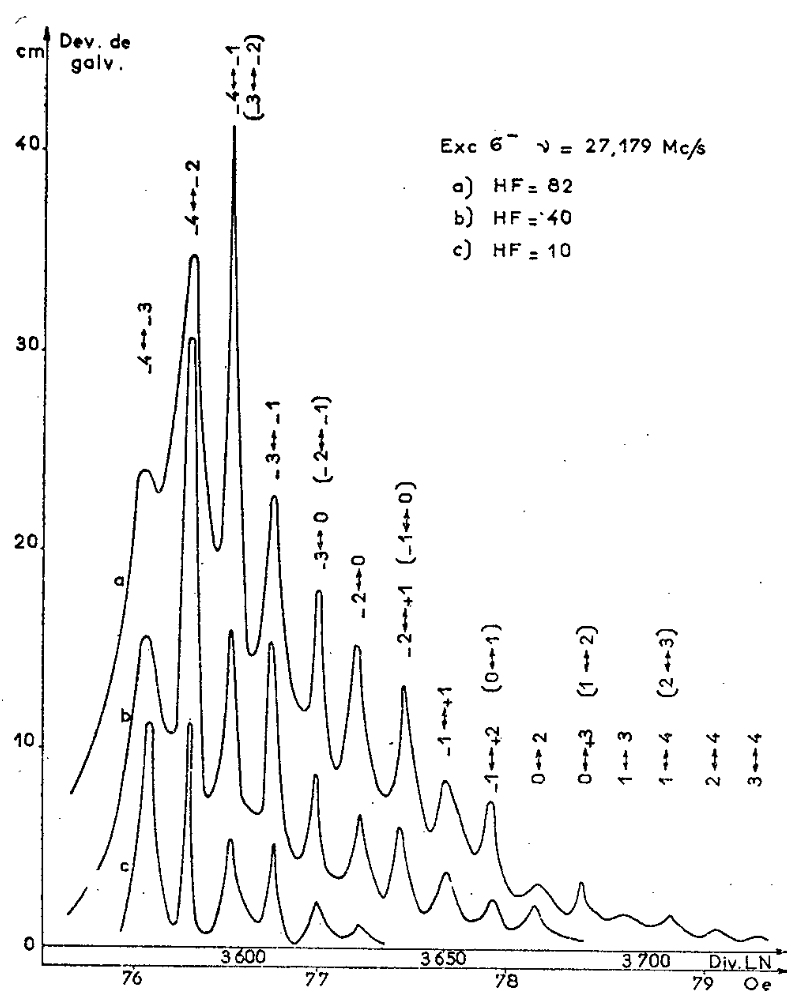


Fig. 1 *a*.

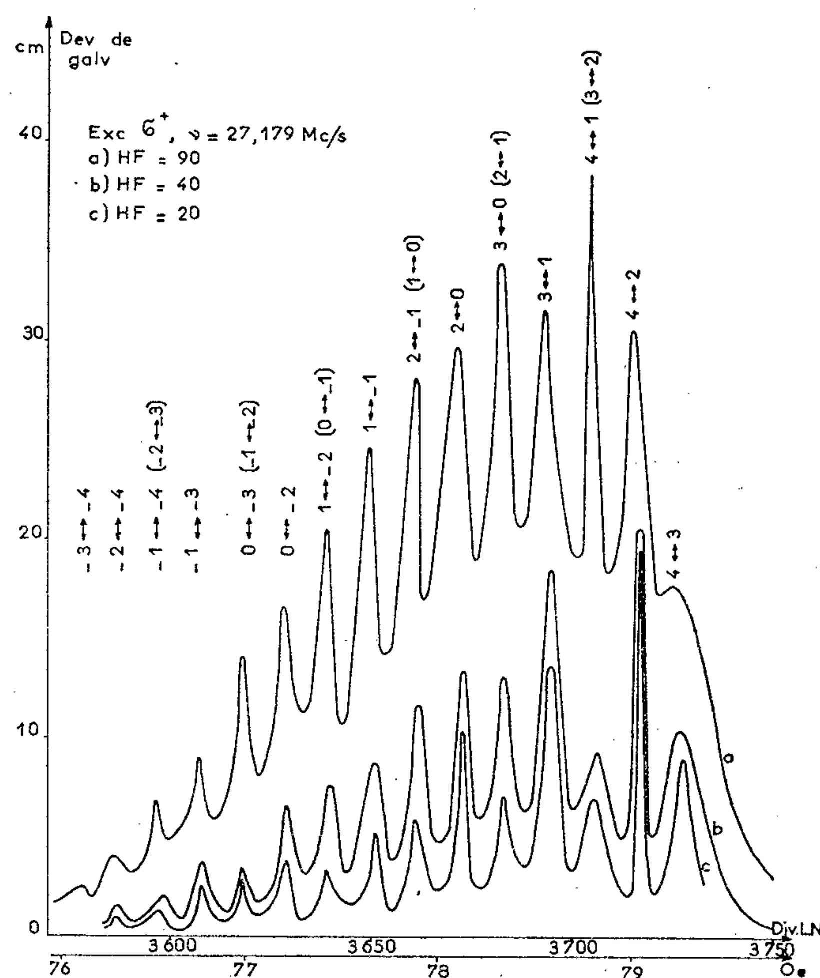


Fig. 1 *b*.

Dans les expériences présentes, nous avons tracé le spectre complet des résonances en excitation σ^- (*fig.* 1 *a*) ainsi qu'en σ^+ (*fig.* 1 *b*) pour quelques valeurs différentes de l'amplitude du champ de radiofréquence H_1. Les inter-

valles des résonances observées sont en accord avec les prévisions théoriques à 0,3 % près. Il a été tenu compte dans le tracé des abscisses de la composante horizontale du champ terrestre.

Nous avons observé non seulement toutes les résonances simples, mais également toutes les résonances doubles et triples prévues.

La dissymétrie entre les spectres obtenus en excitation σ^- et σ^+, en présence d'hydrogène, que nous avons confirmée, n'est plus aussi accusée en présence de xénon.

En thermostatant la cellule, nous avons pu étudier la variation du signal de résonance magnétique avec la pression de vapeur saturante du cæsium et trouver les conditions optima d'orientation qui, pour le volume de cellule utilisée correspondent à la température de 13° C (*fig.* 2).

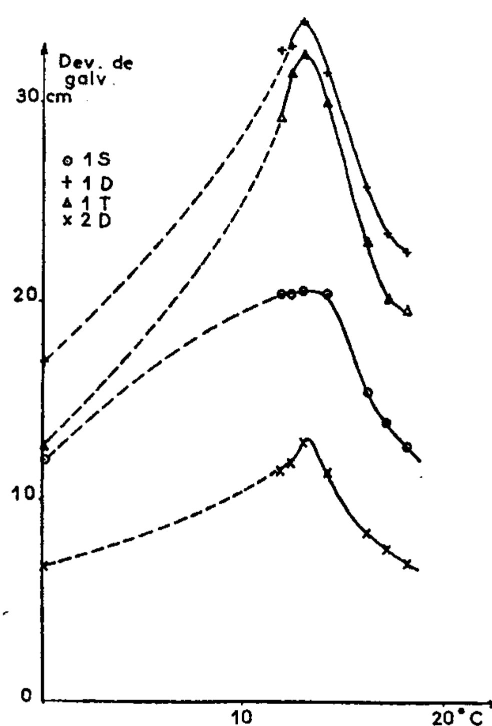


Fig. 2.

Les variations de pression du xénon, dans les limites possibles dans cette série de mesures (de 0,16 à 0,235 mm de mercure) ont montré l'augmentation des signaux de résonance magnétique avec la pression du xénon. La pression la plus favorable n'est pas encore atteinte. Certaines raies présentent entre ces limites de pression une augmentation d'intensité de 30 %.

Même pour la valeur la plus faible de la puissance du champ H_1 que nous avons utilisée, les raies simples ont été élargies (la demi-largeur est de l'ordre de 30 kc.s^{-1}). Au contraire, les résonances doubles (transitions $+4 \rightarrow +2$ en excitation σ^+ ainsi que $-4 \rightarrow -2$ et $-3 \rightarrow -1$ en excitation σ^-, représentées sur la figure 1) sont très fines (la demi-largeur des raies est de l'ordre de 7,5 kc.s^{-1}). Ceci montre que l'influence due à l'inhomogénéité du champ H_0 est faible par rapport aux autres causes d'élargissement.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) A. KASTLER, *J. Phys. Rad.*, 11, 1950, p. 255; *Proc. Phys. Soc.*, A 67, 1954, p. 853; *J. Opt. Soc. Amer.*, 47, 1957, p. 460.

([2]) J. BROSSEL, B. CAGNAC et A. KASTLER, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 984.
([3]) J. BROSSEL, J. MARGERIE et J. M. WINTER, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 556.
([4]) J. MARGERIE et J. BROSSEL, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 373.
([5]) J. M. WINTER, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 375 et 600.
([6]) J. BROSSEL, J. MARGERIE et A. KASTLER, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 865.
([7]) C. COHEN-TANNOUDJI, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1027.
([8]) A. BLANDIN et J. P. BARRAT, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2041.
([9]) *Phys. Rev.*, 38, 1931, p. 2082.

OPTIQUE CRISTALLINE. — *Luminescence du benzène et de l'hexadeutérobenzène à 20°K.* Note (*) de M. **ADNAN ZMERLI**, transmise par M. Jean Cabannes.

Pour interpréter la structure vibrationnelle des spectres de phosphorescence du benzène à 20°K, on fait intervenir des niveaux vibrationnels des états excités. Cet effet serait dû à l'action photochimique de l'oxygène.

L'interprétation vibrationnelle des deux spectres T-S obtenus en 1955, et débutant respectivement à 37112 et 28997 cm^{-1} ne faisait intervenir que des vibrations de l'état fondamental, car il paraissait improbable que des niveaux vibrationnels de plusieurs centaines de cm^{-1} puissent être peuplés à 20° K. Cette interprétation conduisait à placer la transition électronique pure à 1600 cm^{-1} au-dessus de la raie de la plus grande fréquence du spectre ([1]).

Dans une Note récente ([2]), on a montré que l'oxygène avait une influence sur les spectres obtenus. En absence d'oxygène (vide primaire) on obtient un spectre S-S qui se déduit parfaitement du spectre d'absorption. D'autre part, l'analyse vibrationnelle des spectres du benzène de 1955 n'est pas confirmée par effet isotopique pour l'hexadeutérobenzène; elle doit donc être révisée.

Devant l'impossibilité d'expliquer la structure des spectres observés, en ne tenant compte que du niveau vibrationnel fondamental de l'état triplet, il faut admettre que l'électron peut partir de plusieurs niveaux vibrationnels de cet état excité. Les fréquences de vibration dans ces états triplets ne seraient pas sensiblement modifiées par rapport à celles de l'état excité singulier $^1B_{2u}$. Ces deux hypothèses admises, on peut rendre compte, avec un très bon accord, des résultats expérimentaux exposés ci-dessous.

Dans le spectre du benzène en solution dans l'hexane à 20° K, j'ai retrouvé le spectre du benzène débutant à 28 997 cm^{-1}, qui subit sous l'effet du solvant un déplacement vers le rouge de 15 cm^{-1}. D'autre part, une série de nouvelles raies apparaît dans le prolongement de l'ultraviolet de ce spectre. Comme dans le cas du benzène pur, les différences de fréquences de certaines de ces raies nouvelles coïncident avec des vibrations de l'état excité $^1B_{2u}$ (521 cm^{-1} en particulier). Par exemple 31 478 = 30 958,5 — 30 738 cm^{-1}

Abs. 293° K A. Pitt.	Luminescence. 20° K Vide.	20° K Hex.	77° K E. P. A.	20° K Vis.	20° K Ultraviolet.	521 ε_{+g}.	923 α_{1g}.	1130 ε_{+g}.	1470 ε_{yg}.	1210 α_{2g}.	608 ε_{+g}.	992 α_{1g}.	1178 ε_{+g}.	1326 α_{2g}.
32 150	–	–	–	–	–	–	x	xxx	–	–	–	–	–	–
–	–	31 478	–	–	–	xx	–	x	x	–	–	–	–	–
31 200	31 200	–	–	–	–	–	x	–	–	xx	–	–	–	–
–	–	30 958	–	–	–	x	–	x	x	–	–	–	–	–
–	30 780	30 760	–	–	–	5 x	x	–	–	–	x	–	–	–
–	–	30 694	–	–	–	x	–	x	–	x	–	–	–	–
–	–	30 522	–	–	–	–	–	–	x	x	–	–	–	–
–	30 458	30 438	–	–	–	–	–	x	x	–	–	–	–	–
30 350	–	–	–	–	–	xx	–	–	x	–	–	–	–	–
–	30 239	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
–	–	30 177	–	–	–	–	–	x	–	x	–	–	–	–
–	–	30 082	–	–	–	xx	–	–	–	x	–	–	–	–
–	–	30 008	–	–	–	xx	–	x	–	–	–	–	–	–
–	–	29 920	–	–	–	4 x	–	–	–	–	–	–	–	–
–	29 851	29 819	–	–	–	5 x	–	–	–	–	x	–	–	–
–	–	29 777	–	–	–	x	–	x	x	–	–	–	x	–
–	–	29 650	–	–	–	xx	xx	–	–	–	–	–	x	–
–	–	29 564	–	–	–	x	x	–	x	–	–	–	x	–
–	29 452	–	29 470	–	–	–	–	x	x	–	–	x	–	–
29 410	–	–	–	–	–	xxx	–	–	–	–	–	–	–	–
–	–	28 986	–	28 997	37 112	x	xx	–	–	–	xx	–	–	–
–	–	28 761	28 784	28 772	36 885	–	x	–	–	–	–	–	–	–
–	–	–	–	28 476	–	–	xx	–	–	–	xx	–	–	–
–	–	–	28 460	–	–	–	–	–	–	x	x	–	–	–
–	–	–	–	28 373	36 485	x	–	–	–	–	–	–	–	–
–	–	28 290	28 310	28 299	36 411	x	x	–	–	–	–	x	–	–
–	–	28 190	–	28 199	36 314	xxx	–	–	–	–	xx	–	–	–
–	–	–	–	–	36 284	–	x	–	–	–	x	–	–	–
–	–	–	–	28 004	36 119	x	xx	–	–	–	xx	x	–	–
–	–	–	–	27 990	–	–	–	x	–	–	–	x	–	–
–	–	–	–	27 971	36 088	x	–	–	–	x	–	–	–	x
–	–	–	27 891	–	–	–	–	–	–	x	–	–	x	–
27 850 (*)	**27 850 (*)**	**27 836 (*)**	**27 860 (*)**	**27 830 (*)**	**35 963**	–	–	–	–	–	–	–	–	–
–	–	–	–	27 818	35 934	x	xx	–	–	–	xx	–	x	–
–	–	–	–	27 768	35 881	x	–	–	–	–	x	–	–	–

(*) Pas observable.

Dans le spectre du benzène sous vide primaire, je n'ai pas retrouvé les deux spectres T-S de 1955. Par contre, j'ai pu observer un spectre nouveau, dont certaines raies coïncident, après un déplacement global de quelques cm^{-1}, avec des raies nouvelles obtenues avec le benzène en solution dans l'hexane. Bien plus, j'ai pu noter à 31 200 cm^{-1}, une coïncidence entre une raie de ce spectre avec le maximum d'une bande d'absorption obtenue par A. Pitt [3] avec du benzène liquide.

En tenant compte de ces hypothèses, j'ai pu situer les transitions électroniques pures des spectres T-S, respectivement à 35 963 et 27 850 cm^{-1} pour le C_6H_6 et à 36 199 et 28 048 cm^{-1} pour C_6D_6. On trouvera dans le tableau ci-dessus le détail des interprétations vibrationnelles de tous les spectres du benzène que j'ai obtenus, du spectre de la solution du benzène dans l'E. P. A. (5 parties éther, 5 parties isopentane, 2 parties alcool éthylique) à 77° K, obtenu par H. Shull ([4]) et du spectre d'absorption S-T du benzène liquide obtenu par A. Pitt ([3]). Seules les vibrations de symétrie α_{1g}, α_{2g} et ε_{+g} de l'état fondamental et de l'état excité interviennent. Les transitions électroniques pures du benzène en solution dans l'hexane et l'E. P. A. se situent respectivement à 27 836 et 27 860 cm^{-1}. Ceci n'a rien d'étonnant, puisque D. F. Evans ([5]) a déjà noté que les effets du solvant sur les transitions T-S étaient beaucoup plus faibles que sur les transitions S-S. Enfin, il y a lieu de remarquer que les bandes de luminescence à 29 470 cm^{-1} et d'absorption à 29 410 cm^{-1} s'expliquent différemment.

Cette possibilité de l'électron de retomber de plusieurs niveaux vibrationnels de l'état triplet proviendrait de l'action photochimique de l'oxygène, dont l'influence est à rapprocher des résultats obtenus sur les photooxydes des acènes et de leur union labile ([6]).

(*) Séance du 18 novembre 1957.

([1]) P. PESTEIL, A. ZMERLI et N. PESTEIL, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 29; *Ann. Phys.*, **10**, 1955, p. 1079.

([2]) A. ZMERLI, H. POULET et P. PESTEIL, *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 517.

([3]) *J. Chem. Phys.*, 18, 1950, p. 1416.

([4]) *J. Chem. Phys.*, 17, 1949, p. 295.

([5]) *Nature*, 1957, p. 1351.

([6]) C. DUFRAISSE, *Photooxydation*, Congrès international de Chimie pure et appliquée, Zurich, juillet 1955.

LUMINESCENCE. — *Sensibilisation, par des traces d'or, des produits à effet électrorenforçateur*. Note (*) de M. **Georges Destriau**, présentée par M. Eugène Darmois.

Des traces d'or de 10^{-6} à 5.10^{-6} en poids améliorent considérablement le rapport de renforcement et la luminance, champ agissant, des mélanges de CdS, ZnS activés au manganèse. L'effet est particulièrement notable pour les produits contenant, en poids, une égale quantité de CdS et de ZnS.

Il a été montré depuis quelque temps ([1]) que le ZnS ou les mélanges CdS, ZnS activés au manganèse ont une sensibilité aux rayons X accrue sous l'influence des champs électriques. Au contraire, les produits activés au cuivre, à l'argent ou à l'or présentent l'effet inverse mais habituel d'extinction. Il a été trouvé récemment que de faibles additions d'or, métal utilisé comme coactivateur du

manganèse, améliorent considérablement les rapports de renforcement des produits déjà activés au manganèse. On désigne par « rapport de renforcement » ρ le rapport $\rho = L_2/L_1$ de la luminance L_2 excitée sous l'action simultanée du champ électrique et d'un faisceau de rayons X à la luminance L_1 excitée, en dehors du champ, dans la même substance, par le même faisceau de rayons X. Toutes choses égales par ailleurs, le rapport de renforcement ρ dépend de l'intensité du champ, il passe par un maximum pour une certaine valeur du champ et c'est toujours de cette valeur maximum qu'il est question ci-après.

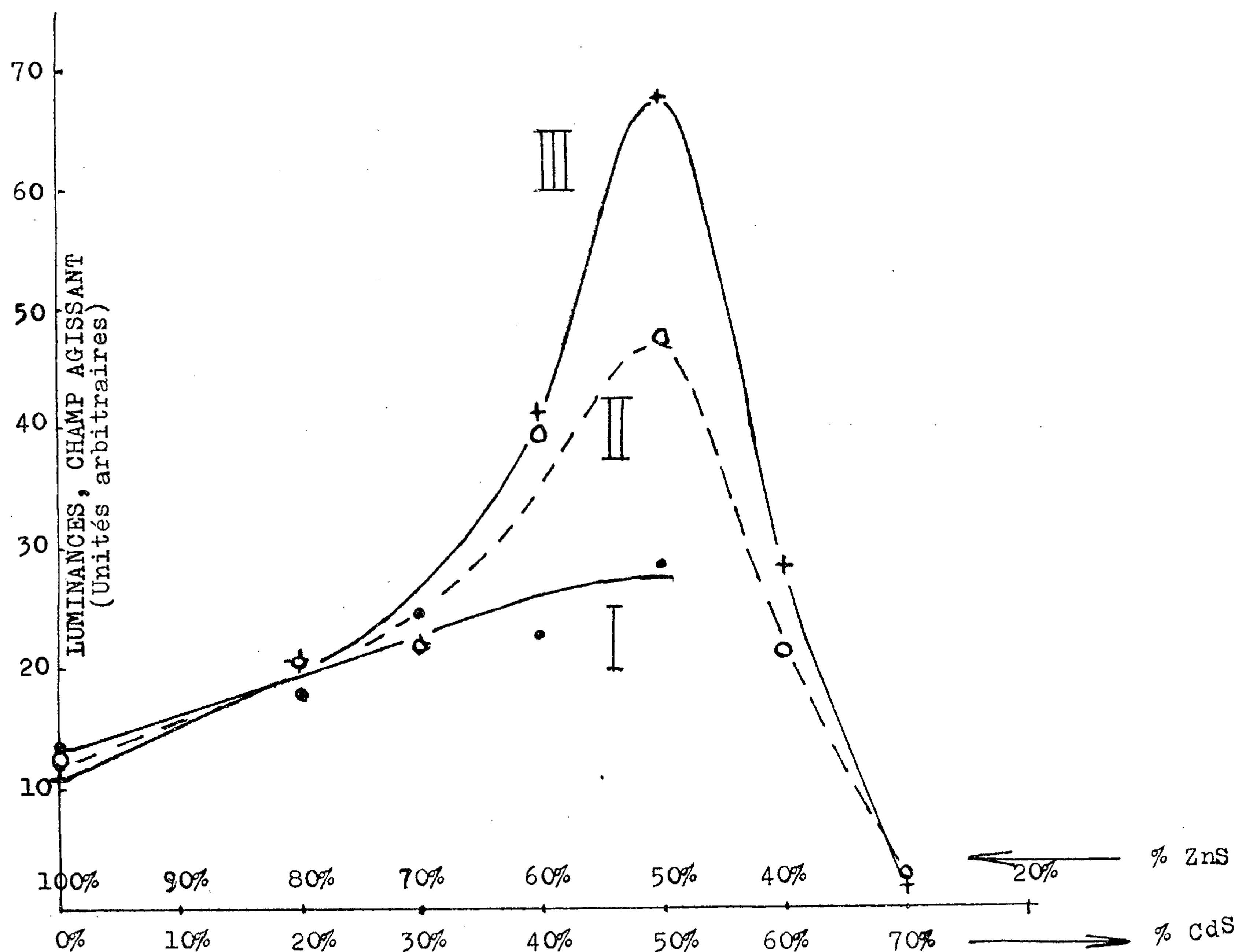
Les additions optimum d'or sont comprises entre 10^{-6} et 5.10^{-6} en poids pour des teneurs en manganèse comprises entre 5.10^{-4} et 20.10^{-4}. Dans ces conditions les rapports de renforcement peuvent être 2 ou 3 fois plus élevés que les rapports de renforcement obtenus avec les mêmes teneurs en manganèse sans addition d'or. Ces faibles additions d'or réduisent peu la sensibilité normale aux rayons X des mélanges CdS, ZnS activés au manganèse, il en résulte que la sensibilité aux rayons X, champ agissant, des mélanges CdS, ZnS coactivés par Mn et Au est considérablement plus forte que celle des produits équivalents ne contenant pas d'or. A titre indicatif le tableau suivant donne les valeurs de ρ obtenues avec des mélanges de CdS et ZnS à différentes teneurs en CdS activés par 20.10^{-4} de manganèse en poids, cuits à 1000°C et soit sans or (1re colonne) soit coactivés avec 10^{-6} en poids d'or (2e colonne) ou par 5.10^{-6} d'or (3e colonne). Excepté le produit sans CdS (1re ligne du tableau) les valeurs de ρ sont d'autant plus élevées que la teneur en or est elle-même plus grande.

Proportion de CdS (%). Teneur en or......	0.	10^{-6}.	5.10^{-6}.
0	1,5	1,5	1,5
20	1,8	2,2	2,3
30	1,8	2,6	2,9
40	1,7	3,0	3,8
50	1,6	3,5	5,0
60	–	2,6	3,1
70	–	1,2	1,4

Les sensibilités aux rayons X, champ agissant, (c'est-à-dire les luminances, exprimées en unités arbitraires, excitées par des faisceaux de rayons X d'égales intensités et de compositions spectrales identiques) sont fonction de la proportion CdS, ZnS avec un optimum pour les mélanges par quantités égales en poids de CdS et de ZnS. Les courbes de la figure ci-après donnent un exemple des résultats obtenus pour des températures de cuisson de 1000°C avec une proportion de manganèse de 2.10^{-3}. Avec des proportions différentes de manganèse et des températures de cuisson différentes, les courbes obtenues présentent la même allure.

Les additions d'or améliorent donc non seulement les rapports de renforcement mais encore les sensibilités au champ agissant.

L'origine de l'effet électrorenforçateur reste encore obscure, il semble cependant que ces expériences soient en contradiction avec l'hypothèse d'une



Variations de la sensibilité aux rayons X, champ agissant, des mélanges de CdS et ZnS activés par Mn et Au.

En abscisses : Proportion de CdS et ZnS dans le mélange.
Température de cuisson, 1000°C. Teneur en manganèse, 2.10^{-3}.

Teneurs en or :
Courbe I : ● pas d'or
» II : ○ 10^{-6} d'or
» III : + 5.10^{-6} d'or

électroluminescence sensibilisée par l'irradiation aux rayons X, hypothèse suivant laquelle il paraît difficile d'interpréter les actions notables de si faibles traces d'or. Ces expériences, en accord avec les résultats obtenus sur les déformations des bandes d'émission dans l'effet d'électrorenforcement (²), suggèrent plutôt de rechercher une interprétation du phénomène dans une déformation du réseau sous l'action du champ bien que les très faibles intensités de champ électrique susceptibles de produire un effet faible mais net (200 à 300 V/cm) paraissent elles-mêmes difficilement concevables dans cette dernière hypothèse.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) G. et M. Destriau, *Congrès du printemps de l'Electrochemical Society*, Chicago, mai 1954; G. Destriau, J. Mattler, M. Destriau et H-E. Gumlich, *J. Electrochemical Soc.*, 102, n° 12, 1955, p. 682; M. Destriau, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2298; D. A. Cusano, *Phys. Rev.*, 98, 1955, p. 546.

(2) G. Destriau, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 734; H. Gobrecht et H. E. Gumlich, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 754.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Corrélation angulaire $\alpha - \gamma$ dans le* ^{239}Pu. Note (*) de M. **Georges-Yves Petit**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Une expérience de corrélations angulaires entre les particules α du ^{239}Pu et le rayonnement γ de l'état excité de 51 keV de ^{235}U donne des résultats en accord avec le schéma de désintégration du ^{239}Pu (1) comportant la cascade de spins et de parités $\frac{1}{2}+\xrightarrow{\alpha}\frac{5}{2}+\xrightarrow{\gamma}\frac{1}{2}+$ l'état final étant l'état métastable de l'^{235}U (2).

Nous avons mesuré la corrélation angulaire entre les α du ^{239}Pu et le rayonnement γ de 51 keV. Nous avons utilisé d'une part une chambre d'ionisation travaillant en impulsions et d'autre part un compteur à scintillation. L'appareillage d'amplification des impulsions et de leur sélection est le même que celui utilisé dans le cas des corrélations angulaires dans le $^{230}_{90}$Th(I_0) (3) excepté le système de coïncidences. Nous effectuons les coïncidences entre les particules α et les photons enregistrés par les détecteurs, le temps de résolution étant à 2.10^{-7} s. Un sélecteur d'amplitude à une bande reçoit les impulsions de l'amplificateur γ et n'envoie une impulsion ouvrant la voie α que si lui-même est commandé par une impulsion venant du système de coïncidence. Nous enregistrons donc une impulsion α sur le sélecteur d'amplitude à dix bandes chaque fois qu'un photon, en coïncidence avec une particule α, est dans le domaine d'énergie étudié.

Le cristal de INa utilisé est un cristal Harshaw ($1'' \times 1''$) surmonté d'un diaphragme constitué par une feuille de plomb de 5 mm d'épaisseur percée d'un trou circulaire de 6 mm de rayon. La source est déposée en couche mince sur un support d'acier inoxydable de 1/10e de millimètre d'épaisseur. Elle est circulaire avec un rayon de 5 mm et elle est distante de 15 mm du diaphragme de plomb. La figure 1 représente les résultats expérimentaux corrigés des coïncidences fortuites. La durée totale de l'expérience est de 221 h 30 et le nombre d'impulsions enregistrées de 4147.

Nous avons tracé les courbes représentatives des fonctions de corrélations relatives aux cascades de spin $I_1 \rightarrow I \rightarrow I_2$; I_1 étant pris égal à 1/2, I_1 et I_2 à 1/2, 5/2, 7/2 suivant toutes les combinaisons possibles et 9/2 dans certains cas. Aucune des courbes tracées après y avoir apporté les corrections dues aux dimensions finies du détecteur et de la source et au passage dans le sélecteur à

10 canaux ne coïncide avec les points expérimentaux. Nous admettons donc l'hypothèse d'une atténuation de la corrélation due au couplage entre le

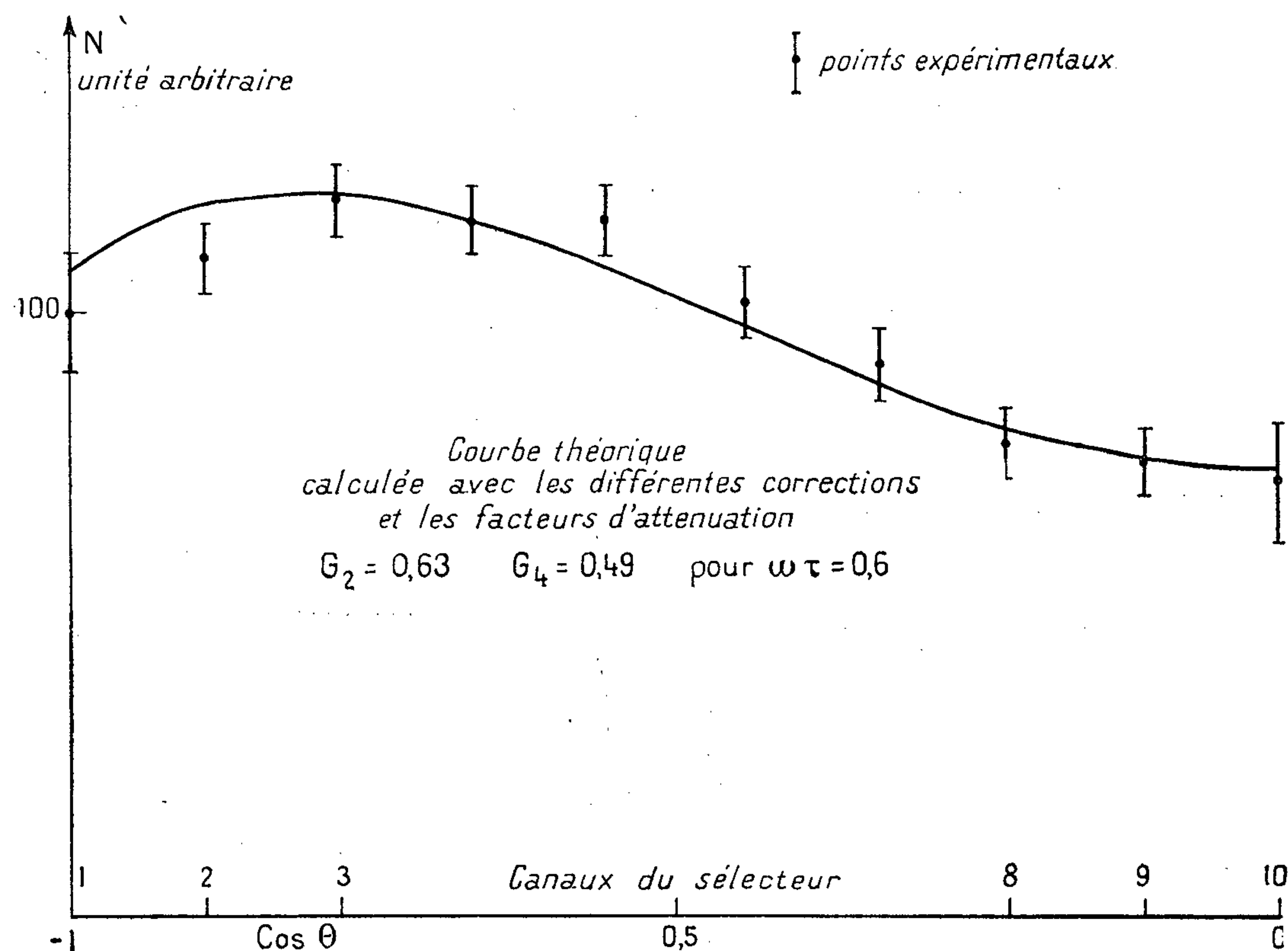


Fig. 1. — Comparaison entre les résultats expérimentaux et la courbe théorique atténuée de la cascade de spins $\frac{1^+}{2} \to \frac{5^+}{2} \to \frac{1^+}{2}$.

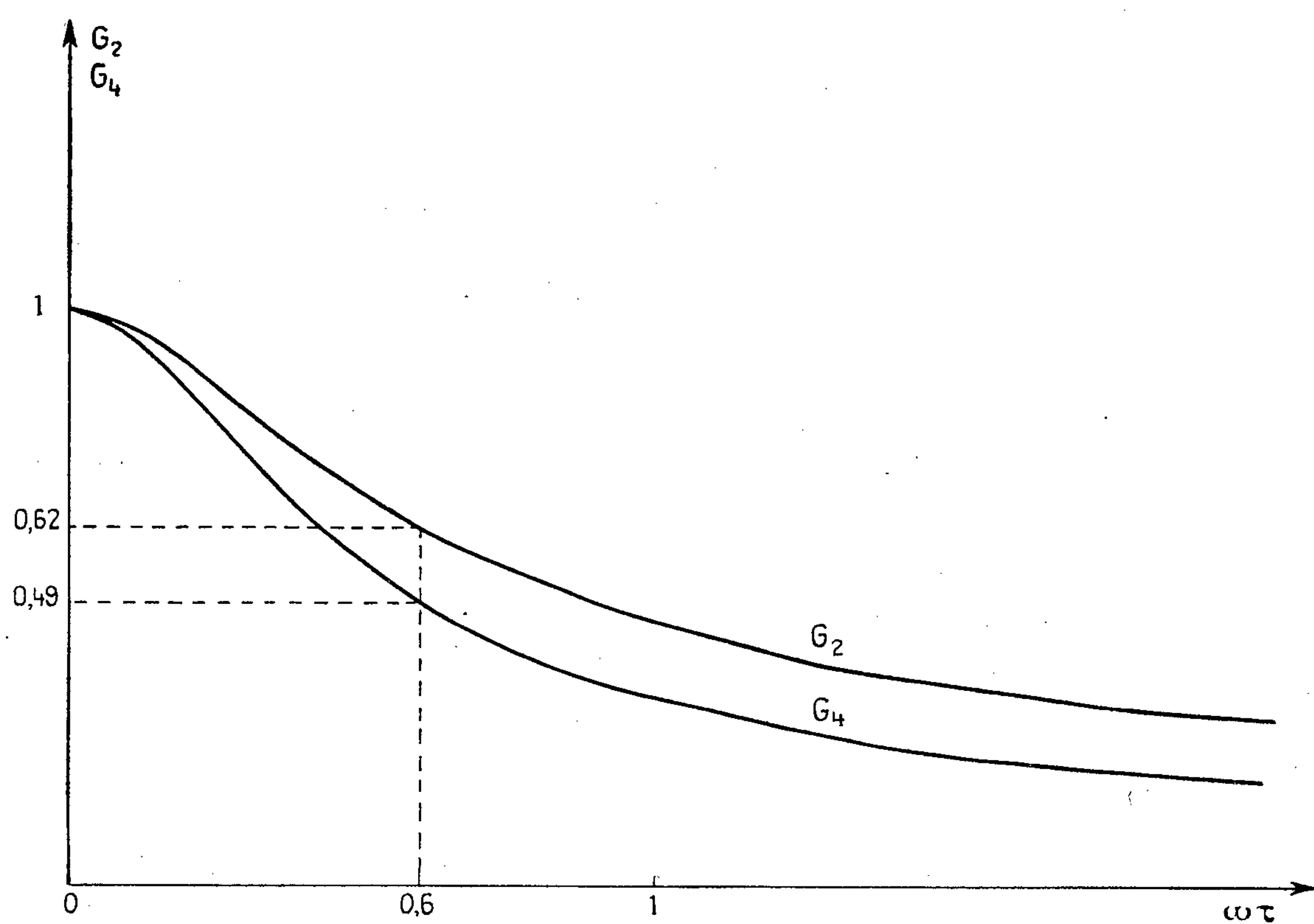


Fig. 2. — Facteurs d'atténuation G_2 et G_4 pour $I = \frac{5}{2}$.

moment quadrupolaire électrique du noyau dans l'état intermédiaire et d'un champ électrique cristallin provenant de la nature de la source. La figure 2

donne les courbes de variation des facteurs d'atténuation G_2 et G_4 en fonction de $\omega\tau$ pour un spin d'état intermédiaire $I = 3/2$; ω représente 2π fois la plus faible fréquence de résonance qui peut être observée dans le cas d'un quadrupole. τ représente le temps de vie moyen de l'état excité.

Nous avons tracé sur la figure 1 la courbe théorique relative à l'atténuation correspondant à $\omega\tau = 0,6$, corrigée en tenant compte d'une part des dimensions finies du détecteur et de la source et d'autre part du passage dans le sélecteur d'amplitude à 10 canaux, ce qui donne avec $G_2 = 0,62$ et $G_4 = 0,49$

$$W_{0,6}(\cos\theta) = 1 + 0,322 P_2(\cos\theta) - 0,247 P_4(\cos\theta),$$

P étant le polynome de Legendre d'ordre ν.

L'accord est satisfaisant avec les résultats obtenus. Il est intéressant de mettre en évidence par une mesure directe le spin $I = 5/2$ de l'état excité de 51 keV de l'^{235}U: nous avons ainsi une confirmation expérimentale pour ce noyau de la théorie de Bohr-Mottelson (4) cet état excité étant le deuxième niveau de la bande de rotation relative à $K = 1/2$. Nous essayons actuellement de mesurer la corrélation angulaire entre les rayons α et le rayonnement γ de 38 keV allant du deuxième niveau au premier niveau de cette bande de rotation.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) J. R. Huizenga, C. L. Rao et D. W. Engelkemeir, *Phys. Rev.*, 107, 1957, p. 319.

(2) F. Asaro et I. Perlman, *Phys. Rev.*, 107, 1957, p. 318.

(3) G. Valladas, J. Teillac, P. Falk-Vairant et P. Benoist, *J. Phys. Radium*, 16, 1955, p. 125.

(4) Bohr, Fröman et Mottelson, *Kgl. Domske Videnskab, Selskab, Mat. fys. Medd.*, 29, n° 10, 1955.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Étude du rayonnement β^+ émis par l'isomère à vie longue du technetium* 95. Note (*) de Mmes **Christiane Levi, Lily Papineau** et Mlle **Noëlle Saunier**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Le spectre β^+ de ^{95}Tc(60 j) a été étudié; c'est un spectre complexe dont les composantes ont les énergies maximales 680 ± 30 keV et 460 ± 30 keV et des intensités voisines. L'embranchement β^+ total est de l'ordre de 10^{-3} par désintégration. Leurs valeurs *ft* 9,7 et 9 indiquent des transitions de même type $\Delta I = 2$, oui.

Dans un article précédent (1), nous avions signalé l'incohérence entre les données expérimentales concernant l'émission β^+ de ^{95}Tc(60 j) et le spin attribué au niveau à 200 keV de ^{95}Mo. La mesure du seuil de la réaction ^{95}Mo$(p, n)^{95}$Tc nous avait permis de montrer que l'énergie disponible pour une transition β^+ de ^{95}Tc au niveau fondamental de ^{95}Mo est de 710 ± 30 keV, et qu'une transition β^+ arrivant au niveau à 200 keV est énergétiquement possible.

Nous avons essayé, par des mesures de radioactivité, de mettre en évidence ce rayonnement β^+ et de mesurer son énergie.

Grâce à M. Aten Jr (²) qui nous a permis d'effectuer deux irradiations au synchrocyclotron d'Amsterdam, nous avons pu disposer de sources de $^{95}Tc + ^{97}Tc$.

Les séparations chimiques de technétium ont été effectuées au Commissariat à l'Énergie atomique de Saclay par Mlle J. Beydon.

La première source que nous avons eue n'était pas suffisamment intense pour être étudiée au spectromètre β. Nous avons mis en évidence les β^+ par des mesures de coïncidence $\gamma - \gamma$ avec sélection en énergie sur les deux voies. La source, entre écrans de cuivre, était placée en sandwich entre deux cristaux de INa.

1° Des coïncidences doubles entre γ d'annihilation ont montré l'existence de β^+ et ont permis de déterminer le rapport des intensités des rayonnements β^+ et γ de 200 keV : $\beta^+/\gamma = 1,1.10^{-3}$.

2° Nous avons mis en évidence les coïncidences $\beta^+ - \gamma$ 200 keV par des coïncidences triples dans deux cristaux (510 keV dans l'un et $510 + 200 = 710$ keV dans l'autre). Nous avons trouvé qu'il arrive à peu près autant de β^+ au niveau à 200 keV et au fondamental.

Nous avons pu vérifier ces résultats avec une source un peu plus intense étudiée au spectromètre β.

L'embranchement β^+ étant très faible, le bruit de fond était important par rapport au phénomène étudié et il n'était pas possible de faire la mesure de la façon habituelle en comptant les impulsions qui dépassent un seuil de discrimination.

Nous avons vérifié, à l'aide du spectre β de ^{198}Au, que, si nous faisions l'analyse en amplitude sur un sélecteur à 10 canaux, des impulsions produites dans un plastique par des électrons monoénergétiques, nous obtenions un « pic ». Nous avons donc tracé le spectre β^+ de ^{95}Tc en effectuant, pour chaque valeur du champ, une analyse en amplitude des impulsions. Un pic correspondant à l'énergie des électrons se superposait au bruit de fond et il était possible de mesurer sa surface. Notre plastique avait 3 mm d'épaisseur; il était donc peu sensible aux γ d'annihilation. Nous avons trouvé deux spectres β^+ d'énergies maximales 680 ± 30 keV et 460 ± 30 keV en accord avec les résultats précédents. Ces deux spectres ont des intensités voisines.

Chaque point du spectre nous avait demandé plusieurs heures de mesure; il ne nous a pas été possible de tracer le spectre β^+ en coïncidence avec le γ de 200 keV. Nous avons seulement vérifié qu'à 250 keV il y avait des coïncidences $\beta^+ - \gamma$ 200.

Les valeurs de log ft calculées pour ces deux transitions β^+ sont 9,7 pour le spectre énergique et 9 pour le spectre mou; elles correspondent à des transitions $\Delta I = 2$, oui.

D'autre part, des mesures, en cours d'étude, du schéma de désintégration de ^{95}Tc (60 j) par coïncidences $\gamma - \gamma$ nous indiquent que le nombre des captures K allant à l'état fondamental de ^{95}Mo a été surestimé par les auteurs précédents ([3]). Ce nombre serait inférieur à 10 %. Il pourrait y avoir des captures K arrivant au niveau à 200 keV avec un rapport d'embranchement voisin.

Dans ces conditions, le niveau à 200 keV et le niveau fondamental de ^{95}Mo semblent avoir des caractéristiques très voisines vis-à-vis de la désintégration β^+ de ^{95}Tc.

Peut-être le niveau à 200 keV de ^{95}Mo (42 protons — 53 neutrons) pourrait-il être de 5/2, comme le niveau fondamental, mais avec une configuration de protons différente.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

([1]) Instituut voor Kernphysisch Onderzoek, Amsterdam.

([2]) C. Levi et L. Papineau, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1358.

([3]) Medicus et al., *Helv. Phys. Acta*, 23, 1950, p. 299.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Répartition de points au hasard sur une surface. Application au voile dans les émulsions nucléaires.* Note (*) de M. **Max Morand**, M[lle] **Marie-Cécile Le Gentil** et M[me] **Simone Desprez-Rebaud**, présentée par M. Eugène Darmois.

Nous avons étudié la répartition de points au hasard sur une surface. Après avoir déterminé la densité ρ de ces points par unité de surface, nous avons évalué la moyenne l de la plus petite distance des points entre eux et le coefficient k défini par $l = k/\sqrt{\rho}$. Un rapprochement est fait, ensuite, avec l'observation des traces parmi le voile dans les émulsions nucléaires.

1. Sur une surface de 45×45 cm², nous plaçons 357 points dont les coordonnées sont tirées de tables de nombres au hasard. La précision du pointé se faisant au 1/5ᵉ de millimètre, les valeurs utilisées ont quatre chiffres et sont prises entre 0 et 4500.

Nous devons d'abord vérifier que la répartition de ces points correspond bien à une distribution faite au hasard. Nous étudions donc la distribution du nombre de points N par carré de 5×5 cm². L'histogramme (*fig.* 1) semble conforme à une distribution de Poisson. La moyenne est 4,407 et la variance v est égale à 4,90. Le test χ^2 avec quatre degrés de liberté donne $\chi^2 = 4,83$. Nous pouvons donc affirmer que la répartition, avec une bonne précision, est bien une distribution de Poisson. Nous déduisons de cette étude la valeur de ρ, valeur moyenne sur toute la surface, ainsi que sa précision (erreur type) :

$$\rho = 0,176 \pm 0,019 \text{ point/cm}^2.$$

2. Nous avons utilisé la répartition précédente pour calculer la moyenne de la plus petite distance entre les points. Les mesures se font directement sur la feuille de papier, en prenant les points deux par deux et en mesurant les distances avec un réglet qui nous permet d'apprécier le 1/4 de millimètre.

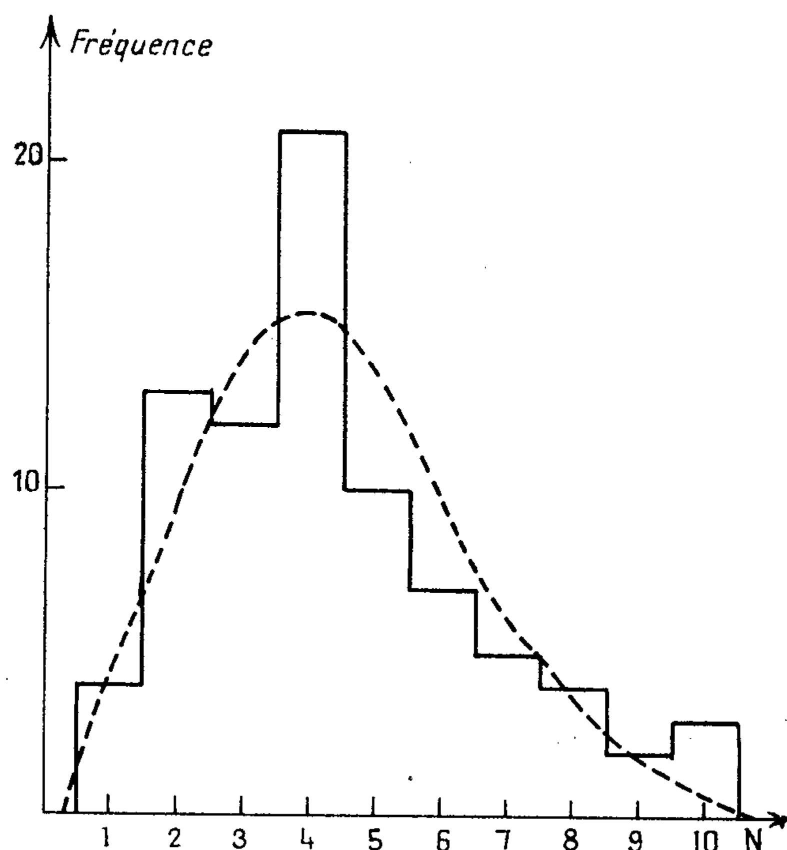


Fig. 1.

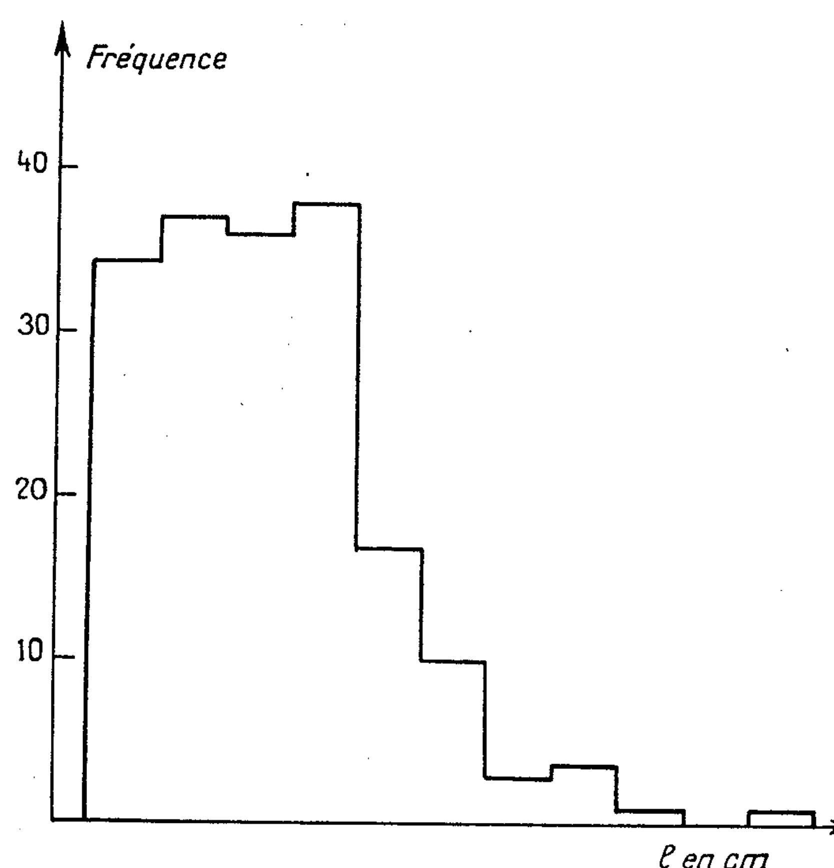


Fig. 2.

Nous avons groupé ces 357 valeurs en 20 classes, ce qui conduit à la distribution donnée par la figure 2. La moyenne obtenue est 1,17 cm. En calculant l'erreur type, nous obtenons

$$l = 1,17 \pm 0,07 \text{ cm}.$$

L'ordre de grandeur de l'erreur type nous permet d'affirmer que la précision des mesures de longueur était suffisante.

D'après les valeurs de l et de ρ, le coefficient k de la relation $l = k/\sqrt{\rho}$ est égal à

$$k = 0,49 \pm 0,05.$$

3. Ce travail a été fait en vue de l'étude des émulsions nucléaires. Il est, en effet, facile de transposer les résultats précédents en supposant que le voile, dans une émulsion, est constitué de grains répartis au hasard dans le volume; mais puisque la portion d'émulsion vue à travers le microscope n'a qu'une épaisseur très faible et constante due à la profondeur de champ de l'objectif, il nous est encore possible de ne considérer le problème qu'à deux dimensions. (Toutefois, une remarque s'impose : il existe une petite distinction entre les deux cas; dans l'un, il s'agit de points au sens géométrique du terme; dans l'autre, de grains qui ont une dimension finie. Il sera nécessaire de faire une correction en tenant compte du diamètre moyen des grains de l'émulsion.)

Connaissant la densité des grains du voile, nous déduisons, à l'aide du coefficient k, la moyenne l de la plus petite distance entre ces grains. Une trace sera visible si la distance moyenne L entre ses grains est inférieure à l. Des mesures expérimentales faites par différents auteurs ([1]), ([2]), ([3]), ([4]), ([4']) nous permettent de dresser le tableau suivant, dans lequel la densité de la trace correspond à la valeur minimum de la densité pour laquelle la trace est encore visible au milieu du voile :

	Densité voile (μ^3).	ρ.	Densité trace par 100 μ.	Voile $l(\mu)$.	Trace $L(\mu)$.	$\alpha = \frac{l}{L}$.
([1])	–	25.10^{-4}	14	9,8	6,8	1,43
([2])	59.10^{-4}	177 »	47	3,7	1,8	2,07
	50 »	150 »	41	4,0	2,1	1,89
	27 »	81 »	33	5,4	2,7	2,03
	23 »	69 »	18	5,9	5,2	1,13
([3])	18 »	56 »	17	7,5	5,5	1,34
([4])	25 »	74 »	27,5	5,7	3,3	1,73
([4'])	125 »	373 »	27,5	2,6	3,3	0,79

Nous voyons que $\alpha = l/L$ est bien supérieur à 1, sauf dans le cas (4') où les grains des traces d'électrons lents ont été inclus dans le voile; tout en étant parasites par rapport à des traces au minimum d'ionisation, ils ne constituent pas des grains distribués au hasard.

A toute granulation donnée d'une trace au minimum d'ionisation, nous pouvons faire correspondre une limite maximum admissible de la densité de voile. La valeur de cette limite permet donc d'exprimer quantitativement certaines caractéristiques des émulsions nucléaires.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

([1]) R. W. BERRIMAN, *Butterworths Scientific Publications*, London, 1951, p. 275.

([2]) R. W. BERRIMAN, *ibid.*, p. 281.

([3]) A. C. COATES, *ibid.*, p. 324.

([4]) et ([4']) TSAI CHU, *Thèse*, Paris, 1955, p. 4.

PHYSIQUE DES MÉTAUX. — *Mesure des constantes d'autodiffusion en du volume fer en phase α à l'aide des traceurs radioactifs.* Note (*) de MM. **CLAUDE LEYMONIE, PAUL LACOMBE** et **CÉSAR LIBANATI**, présentée par M. Pierre Chevenard.

L'application de la méthode de Krukov et Joukhovitsky à des plaquettes de fer, dans le domaine α, permet de déterminer, à l'aide des traceurs radioactifs, les constantes d'autodiffusion du fer cubique centré. On trouve ainsi que $Q = 64$ kcal/atome-g et $D_0 = 18$ cm²/s.

Nous avons été conduits à étudier l'autodiffusion en volume du fer en phase α à la suite de l'étude cinétique de G. Cizeron ([1]) sur le frittage des poudres de

fer : dans certaines conditions, la vitesse de frittage en phase α semble régie par un phénomène d'autodiffusion en volume, comme le suggère la comparaison entre l'énergie d'activation de frittage et les diverses valeurs connues de l'énergie d'activation d'autodiffusion, mesurées à l'aide des isotopes radioactifs. Ces valeurs sont rassemblées dans le tableau ci-dessous.

Auteurs.	Référence.	Intervalle de température étudié (°C).	Énergie d'activation (Q kcal/at-g).	Facteur de fréquence (D_0 cm²/s).
C. E. Birchenall et R. F. Mehl...	(2)	700-910	73,2	2 300
F. S. Buffington, I. D. Bakalar et M. Cohen..................	(3)	810-910	59,7	5,8
V. M. Golikov et V. T. Borisov...	(4)	–	67	–
G. Cizeron et P. Lacombe.......	(1)	–	58 à 78	–

On observe une assez grande dispersion des valeurs de l'énergie d'activation Q et du facteur de fréquence D_0 qui s'introduisent dans l'équation d'Arrhénius

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right). \qquad (1)$$

Ces écarts peuvent avoir pour origine, outre les difficultés expérimentales que l'on rencontre dans la mesure des faibles coefficients de diffusion ($D \sim 10^{-12}$ cm²/s), l'existence de la diffusion intergranulaire qui, comme nous l'avons montré (5), n'est pas négligeable au-dessous de 850° C.

Nous avons repris les mesures de Q et de D_0 à l'aide de la technique des traceurs radioactifs; nous n'avons pu nous adresser à la méthode de sectionnement, les coefficients à mesurer étant assez faibles. Nous devions donc choisir notre méthode dans la catégorie des techniques d'absorption et utiliser des monocristaux au-dessous de 850° C, pour supprimer l'effet de la diffusion intergranulaire. On ne peut appliquer la méthode de décroissance superficielle dans sa forme habituelle, car elle nécessite la connaissance de la loi d'absorption des rayonnements; la loi d'absorption exponentielle ne peut être utilisée, si comme dans nos expériences, on utilise un isotope émettant différents rayonnements, à la fois électromagnétiques et corpusculaires. Nous avons donc fait appel à la technique décrite par S. N. Krukov et A. A. Joukhovitsky (6). Elle permet de mesurer de faibles coefficients de diffusion, *même si les lois d'absorption des rayonnements ne sont pas connues.* Son principe est le suivant : on dépose à la surface d'une mince plaquette d'épaisseur comprise entre 50 et 100 μ une couche très mince des isotopes radioactifs choisis. On mesure après des recuits isothermes de durée croissante les activités I_1 et I_2 des deux faces de l'échantillon. Dans ces conditions, on montre que, après un temps de recuit t, suffisant, on a la relation

$$\operatorname{Log}\frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = A - \frac{\pi^2 D}{l^2} t. \qquad (2)$$

A étant une constante, *l* l'épaisseur de la plaquette et D le coefficient de diffusion.

Pour réaliser nos expériences, nous avons utilisé des échantillons de fer Armco. L'utilisation de ce métal, dont la pureté n'est que de 99,7 % est justifiée par la nécessité d'obtenir facilement de gros cristaux par recristallisation secondaire ([7]). Ces gros cristaux sont ensuite découpés et amenés à l'épaisseur désirée par dissolution électrolytique. Ils sont alors recouverts d'un mélange des isotopes ^{55}Fe (émetteur X) et ^{59}Fe (émetteur β et γ) à l'aide de la méthode électrolytique précédemment décrite ([5]). Ils sont scellés sous vide en tube de silice, après élimination complète des traces d'oxygène par chauffage sur des copeaux d'uranium décapé. Périodiquement, les activités I_1 et I_2 sont mesurées à l'aide d'un compteur de Geiger à fenêtre de mica ; ainsi le rayonnement X et la majeure partie du rayonnement γ sont éliminés. Après un temps de recuit suffisant, nous avons pu vérifier l'exactitude de la relation (2) (*fig.* 1).

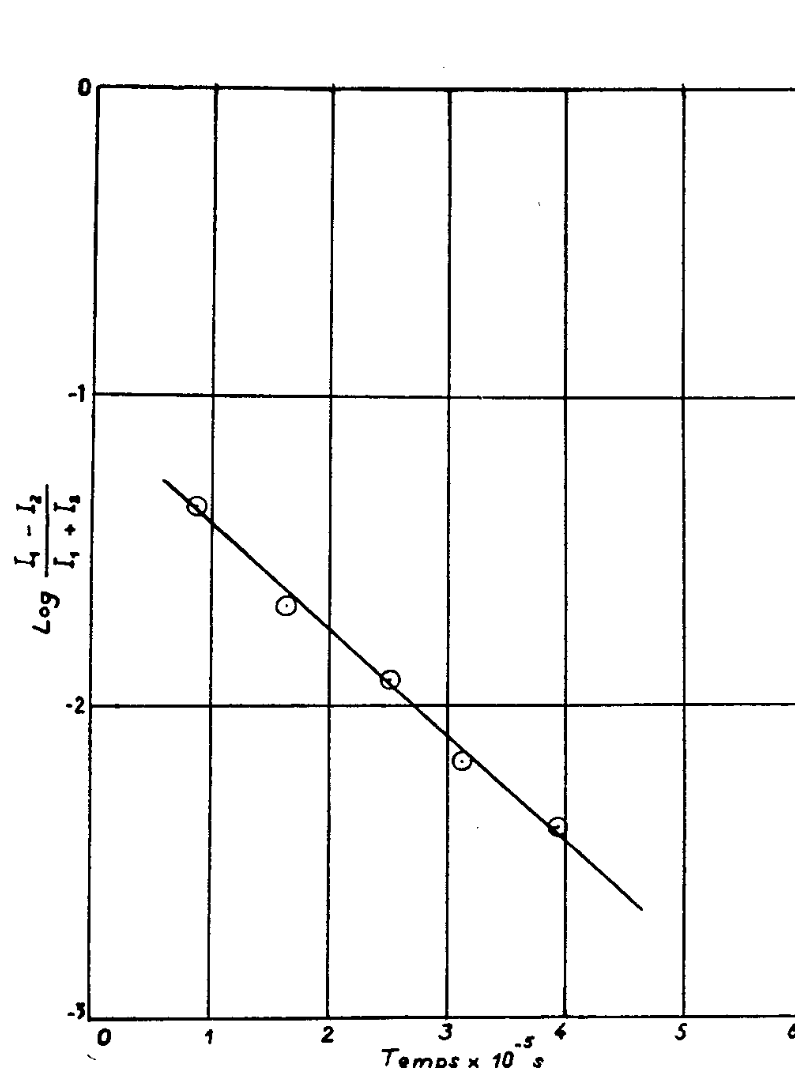


Fig. 1. — Exemple de variation de Log $\frac{I_1-I_2}{I_1+I_2}$ en fonction du temps de recuit, *t*. Échantillons d'épaisseur $l = 72$ μ. Température de recuit : 883°C.

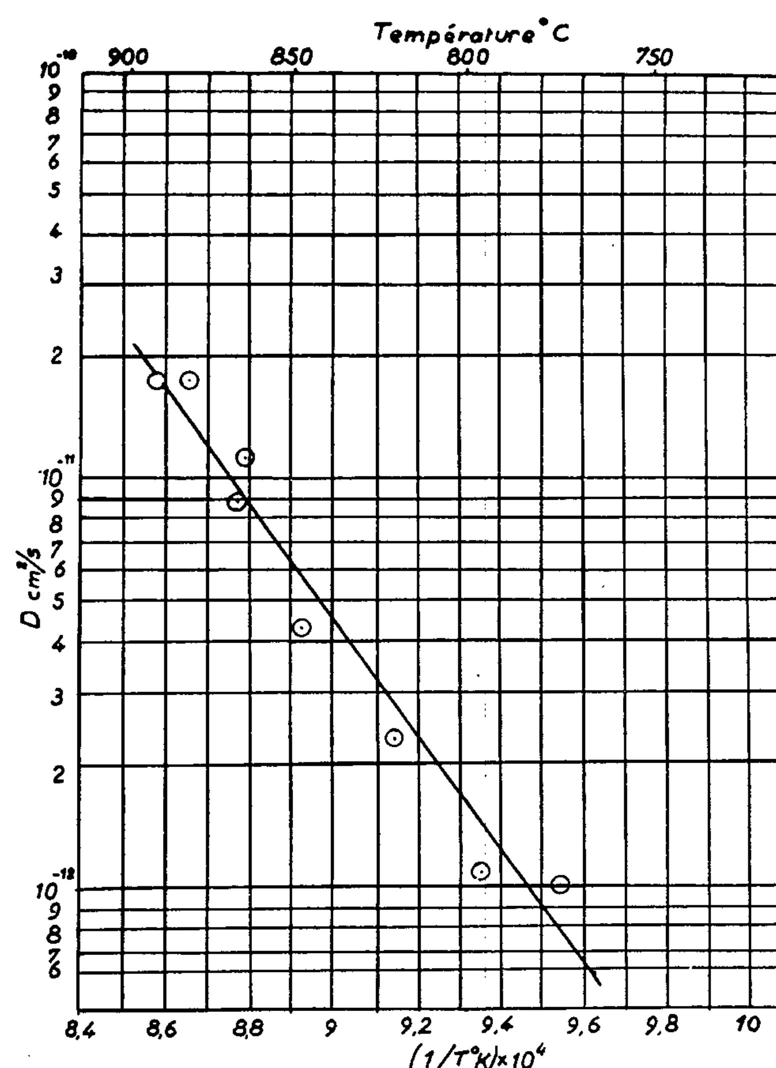


Fig. 2. — Variation du coefficient de diffusion D. en fonction de 1/T, inverse de la température absolue.

En répétant ces mesures à différentes températures, nous avons pu tracer la courbe Log D $= f(1/T)$, T étant la température absolue de recuit. La figure 2 donne les résultats obtenus. La pente de la courbe, déterminée par la méthode des moindres carrés permet de donner comme valeur d'énergie d'activation du

phénomène $Q = 64$ kcal/atome-g. Il est également possible de déterminer la valeur du coefficient D_0, soit 18 cm²/s. La valeur de D_0 est en accord avec les prévisions théoriques; la valeur de Q est proche des déterminations les plus récentes.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) *Thèse*, Paris, 1957; G. CIZERON et P. LACOMBE, *Rev. Mét.*, 52, 1955, p. 771.

(2) *Trans. A. I. M. E.*, 188, 1950, p. 1374.

(3) *The Physics of Powder Metallurgy*, MAC GRAW-HILL, New-York, 1951, p. 92.

(4) *Problemu metallovedeniia i fiziki metallov*, *Symp.* 4, 1955, p. 528.

(5) C. LEYMONIE et P. LACOMBE, *Rev. Métall.*, 54, 1957, p. 653.

(6) *Doklady Akad. Nauk S. S. S. R.*, 90, 1953, p. 379.

(7) P. COULOMB, *Métaux et Corrosion*, 31, 1956, p. 451; P. COULOMB et P. LACOMBE, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 494.

(*Centre de Recherches Métallurgiques de l'École Nationale Supérieure des Mines de Paris.*)

CHIMIE MINÉRALE. — *Action du potassium sur les charbons non graphités.*

Note (*) de Mme **NICOLE PLATZER**, présentée par M. Louis Hackspill.

L'action du potassium sur les charbons non graphités permet de distinguer les charbons graphitisables des charbons non graphitisables. Les premiers donnent des composés d'insertion et adsorbent en outre le métal. Pour les seconds il y a seulement adsorption de potassium et à haute température la graphitisation reste limitée à la surface des grains.

On sait que certains métaux alcalins, potassium, césium, rubidium, réagissent sous vide avec le graphite pour donner des composés d'insertion, Hérold (1) par l'étude isobare du système graphite-potassium a établi en particulier la formule des composés définis C_8K et $C_{24}K$. Il s'agit d'une réaction topochimique. La répartition régulière suivant un réseau hexagonal des atomes de carbone dans des plans parallèles et la possibilité pour ces plans faiblement liés entre eux de s'écarter sont les éléments qui jouent un rôle prépondérant. Nous savons que cet arrangement des atomes de carbone existe dans tous les charbons non graphités, les charbons graphitisables possédant seuls la seconde propriété, possibilité d'écartement des plans 002 d'après R. Franklin (2).

Tous les charbons non graphités mis en présence de potassium forment une bouillie argentée. Ayant observé que cette réaction conduit à des produits différents suivant le charbon utilisé nous avons été amenée à distinguer les « charbons graphitisables » des « charbons non graphitisables ».

Charbons graphitisables. — R. Franklin (3) a montré que l'on obtient par pyrolyse du chlorure de polyvinyle à l'abri de l'air un charbon graphitisable. C'est celui que nous avons choisi pour nos expériences. Ce charbon

réagit qualitativement d'une manière analogue au graphite. Le potassium se fixe facilement; on note un fort gonflement qui provoque une pulvérisation de l'échantillon. Après élimination de l'excès de métal, cette poudre mise en présence d'air brûle spontanément. L'étude quantitative est faite comme dans le cas du graphite en déterminant la courbe $C/K=f(\Delta t)$, C/K représentant le rapport carbone-potassium en nombre d'atomes dans le composé et Δt étant la différence de température entre le potassium libre à 250° C et le composé charbon-potassium ([1]). Pour le graphite, la courbe comporte deux paliers horizontaux correspondant à C_8K jaune mordoré et C_{24} K bleu acier, de part et d'autre de $\Delta t = 100°$. Pour le charbon du chlorure de polyvinyle, ces deux paliers sont inclinés ce qui montre la simultanéité des phénomènes d'insertion et d'adsorption (*fig.* 1). Nous avons chauffé des échantillons préparés à 1000° C à des températures T croissantes pour atteindre et même dépasser la température de début de graphitisation 1750° C. Les composés obtenus alors donnent des courbes qui évoluent de manière continue lorsque T croît : les paliers sont de moins en moins inclinés et les valeurs moyennes de C/K pour les produits riche et pauvre s'écartent l'une de l'autre. Au-delà de T supérieure à 1750° C on tend vers la courbe du graphite. Le produit riche est brun pour T = 1000° C; il devient roux pour T = 1600° C, rouge pour T = 1800° C et rouge-jaune pour T = 2 100° C. De plus pour les échantillons préparés à température T au moins égale à 1800° C on peut identifier par sa couleur bleue le produit correspondant au deuxième palier. On peut tracer la courbe donnant la valeur du rapport C/K pour $\Delta t = 50°$ C en fonction de la température de préparation T (*fig.* 2). C'est une courbe sans aucune discontinuité montrant une évolution continue de la structure cristalline, c'est-à-dire croissance des plans 002 en surface et augmentation du nombre de plans parallèles formant les feuillets. Seule la couleur bleue du composé pauvre marque le début de la graphitisation. Si l'on prépare le charbon du chlorure de polyvinyle à des températures inférieures à 1000° C (700, 800, 900°, par exemple) la valeur du rapport C/K, médiocrement reproductible, se situe très loin de la courbe 2. Il y a une forte adsorption. Donc vers 1000° C il se manifeste une prégraphitisation déjà signalée ailleurs [Brusset ([4]), N. Platzer ([6])].

Charbons non graphitisables. — Nous décrirons les phénomènes observés dans le cas du charbon de sucre préparé à partir du saccharose en notant qu'ils sont identiques dans le cas du charbon obtenu à partir du chlorure de polyvinylidène. Un échantillon de charbon de sucre a été chauffé à 1000° C dans l'azote très pur. Le potassium liquide en mouille très difficilement la surface et la bouillie argentée se forme sans aucun gonflement. Après élimination de l'excès de métal, le charbon a gardé la même granulométrie et le même aspect noir brillant; il ne brûle pas à l'air. La courbe

$C/K = f(\Delta t)$ ne présente aucun palier et aucune discontinuité au voisinage de $\Delta t = 100°$ C. Le potassium semble donc retenu dans les lacunes des cristallites par adsorption et dissimulé à l'action de l'oxygène; il n'y a pas d'insertion réelle avec écartement des plans 002. Pour vérifier l'influence

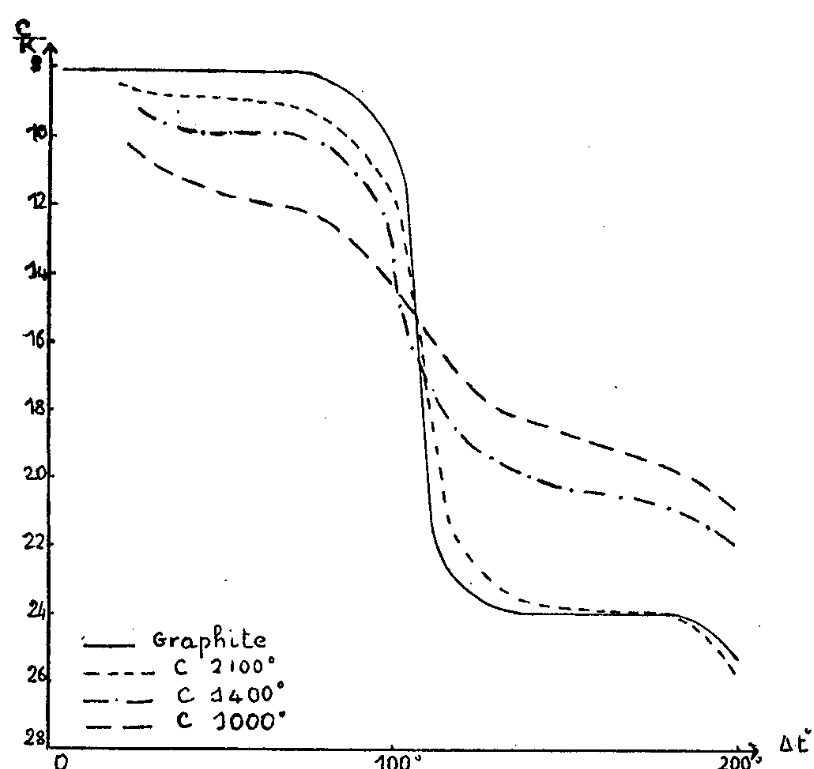


fig 1 charbon du chlorure de polyvinyle $\frac{C}{K} = f(\Delta t)$

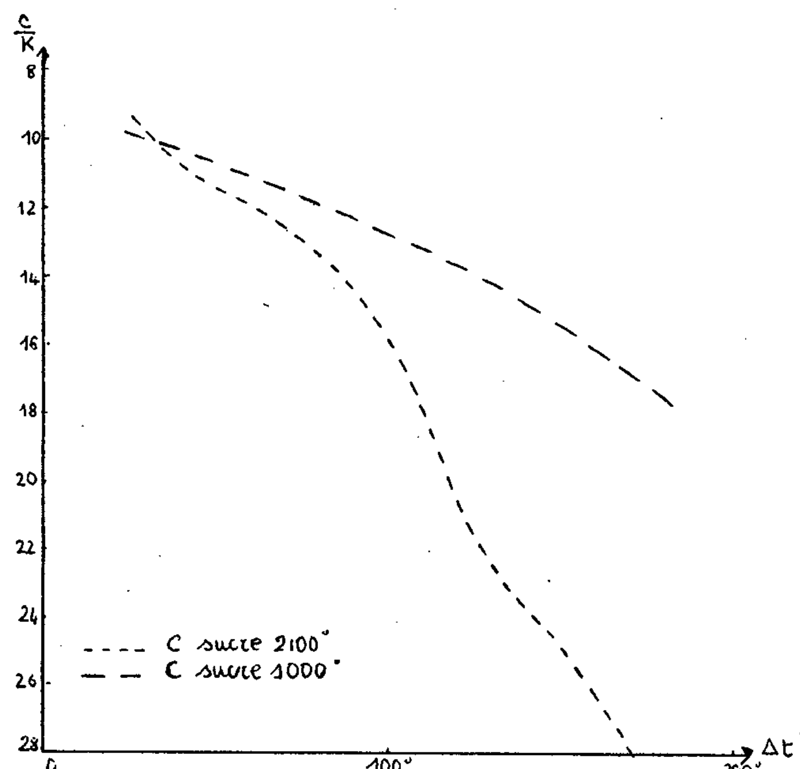


fig 3 charbon de sucre $\frac{C}{K} = f(\Delta t)$

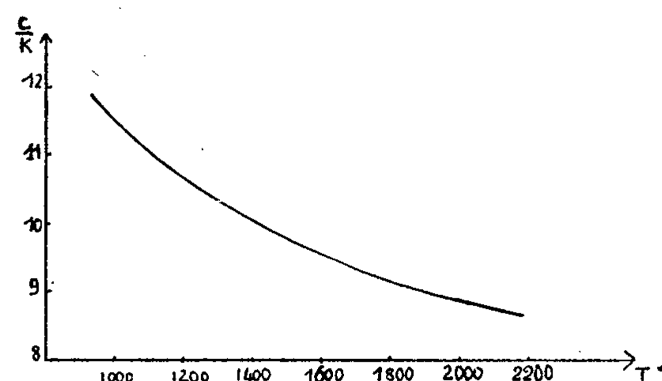


fig 2 $\frac{C}{K}{}_{(\Delta t = 50°)} = f(T)$

d'une température de préparation supérieure à $T = 1750°$ C, un autre échantillon a été chauffé à 2 100° : le potassium se fixe alors à l'état de vapeur en donnant successivement un produit bleu, puis un produit rouge tandis que le potassium liquide le mouille mal et forme difficilement une bouillie argentée sans gonflement visible. A l'air, le produit rouge ne brûle pas. Il devient bleu puis noir avec un très léger dégagement de chaleur. Sur la courbe $C/K = f(\Delta t)$ les paliers sont réduits à de simples points d'inflexion (*fig.* 3). Nous avons pu démontrer que le produit coloré se forme seulement à la surface des grains en chauffant à 2 100° C simultanément des grains de grosseur supérieure à 0,315 mm et des grains inférieurs à 0,040 mm. Les premiers sont ensuite broyés et tamisés; la poudre obtenue donne alors avec le potassium un produit brun sombre avec des points brillants. Au contraire, les grains qui étaient inférieurs à 0,040 mm

avant d'être chauffés à 2 100° C donnent, eux, un composé rouge brillant. A haute température, l'arrangement suivant la structure du graphite se fait à l'extérieur des grains sans pouvoir se développer à l'intérieur à cause des fortes liaisons latérales échangées par les atomes périphériques des feuillets plans.

(*) Séance du 18 novembre 1957.
(1) *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 838.
(2) *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 232.
(3) *Proy. Roy. Soc. London*, A 209, p. 196.
(4) *Bull. Soc. Chim.*, 1949, p. 49.
(5) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2932.

(*Laboratoire de Chimie minérale* A, *Sorbonne.*)

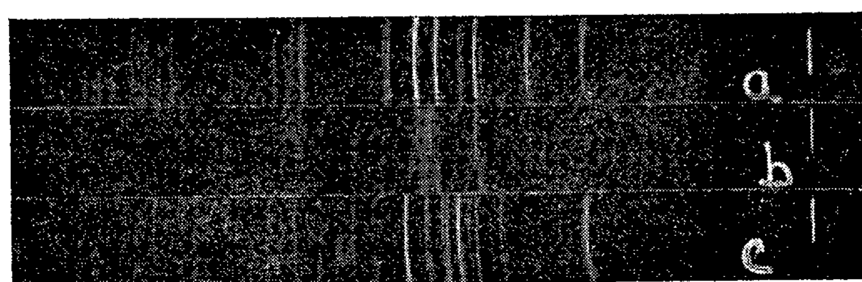
CHIMIE MINÉRALE. — *Sur les polyphosphates de sodium.* Note de M. **André Boullé** et Mlle **Claudine Morin**, présentée par M. Paul Lebeau.

Préparation du triphosphate $P_3O_{10}Na_3H_2$, 1,4 H_2O. Formation d'une nouvelle variété de diphosphate (pyrophosphate $P_2O_7Na_2H_2$) au cours de l'évolution thermique : *a.* du triphosphate précédent; *b.* des produits de neutralisation d'acides polyphosphoriques résultant du chauffage de PO_4H_3 sous vide.

Nous avons préparé le triphosphate trisodique $P_3O_{10}Na_3H_2$ en suivant le mode opératoire décrit précédemment pour le sel correspondant de potassium (1). Le produit de départ est le triphosphate neutre $P_3O_{10}Na_5$, 6 H_2O (2). Un poids connu de ce sel est dissous dans la quantité calculée de ClH normal; par addition d'alcool à la solution il précipite une substance huileuse qui cristallise par maintien à basse température; les cristaux recueillis et séchés à froid sous vide répondent d'après l'analyse à la formule $P_3O_{10}Na_3$, H_2 1,4 H_2O. L'emploi d'un acide fort (ClH) est indispensable; Huber (3) dans des essais analogues n'a obtenu qu'un mélange de sels en utilisant l'acide acétique. Cette remarque est d'ailleurs assez générale; en effet, alors que dans le cas du potassium nous avons obtenu du pyrophosphate dipotassique $P_2O_7K_2H_2$ par action de l'acide acétique sur le pyrophosphate neutre $P_2O_7K_4$ (4), dans le cas du sodium nous avons constaté que l'action sur le pyrophosphate neutre $P_2O_7Na_4$ respectivement, de l'acide acétique et de l'acide chlorhydrique, conduit au pyrophosphate trisodique $P_2O_7Na_3H$, H_2O et au pyrophosphate disodique $P_2O_7Na_2H_2$.

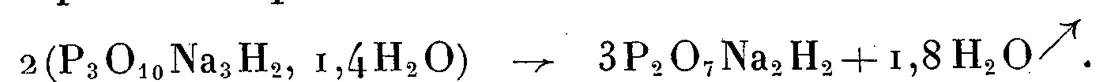
Le triphosphate acide $P_3O_{10}Na_3H_2$, 1,4 H_2O préparé est caractérisé par son diagramme X de poudre (*fig.*); la chromatographie sur papier (5) indique qu'il s'agit d'un triphosphate pur; son évolution thermique a été suivie par analyse thermogravimétrique et au cours de chauffages sous vide. Le tracé des

courbes de thermobalance ($V = 100°/h$) montre qu'une première perte d'eau correspondant à $0,9 H_2O$ a lieu entre 140 et 165°; la déshydratation se termine de 250 à 300°, le produit final est le polyphosphate appelé sel de Maddrell [mélange des variétés B et D ([6])]. Le corps en cours d'évolution entre 165 et 250° (palier de la courbe) a une composition correspondant à la formule $P_2O_7Na_2H_2$ mais son diagramme X est différent de celui du pyrophosphate



Diagrammes X de poudre (chambre Seeman-Bohlin $\Phi = 60$ mm; λ : $K\alpha_1$ de Cu).
a : $P_2O_7Na_2H_2\alpha$; *b* : $P_2O_7Na_2H_2\beta$; *c* : $P_3O_{10}Na_3H_2$, $1,4H_2O$.

disodique habituel (que nous désignons par α) (*figure*) provenant de la déshydratation de l'orthophosphate PO_4NaH_2 à 220°. Le nouveau diagramme X ne présente que quelques raies assez floues (*figure*) et pourtant l'examen microscopique révèle un corps bien cristallisé sans phase amorphe ; de plus les chromatogrammes sont ceux d'un pyrophosphate ; il faut donc admettre l'existence d'une nouvelle variété de pyrophosphate disodique $P_2O_7Na_2H_2$ que nous désignons par β; elle résulte de la transformation du triphosphate entre 140 et 165° que l'on peut représenter par la réaction

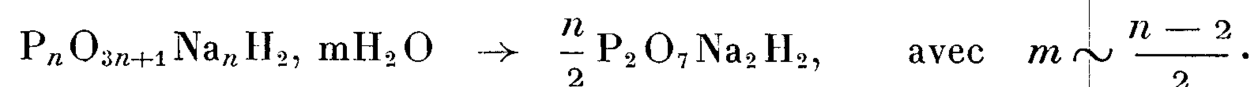


$$2(P_3O_{10}Na_3H_2,\ 1,4H_2O) \rightarrow 3P_2O_7Na_2H_2 + 1,8\,H_2O\nearrow.$$

Cette transformation a été également observée lors de chauffages isothermes du triphosphate à 150° sous vide et confirmée par l'analyse thermique différentielle.

Parmi les produits obtenus par Jary ([7]) lors de la neutralisation des acides résultant du chauffage sous vide à diverses températures de PO_4H_3, certains ont le spectre de la variété β, mais ils n'avaient pas été identifiés comme pyrophosphate. Avec le même mode opératoire, il a été préparé entre 200 et 300°, une série d'acides polyphosphoriques dont les longueurs moyennes de chaînes varient de 2 à 15. Ils ont été ensuite, à 0°, dissous puis neutralisés (acidités fortes). Dans tous les cas il se forme, lors d'une précipitation par l'alcool, des substances huileuses qui après séchage à basse température sous vide donnent pour le premier terme $n = 2$ du pyrophosphate β et pour les termes supérieurs des produits amorphes. Le pyrophosphate β est pratiquement pur; les chromatogrammes ne révèlent qu'une très légère trace d'ortho et de triphosphate. Les produits amorphes d'hydratation variable, séchés suffisamment longtemps à froid sous vide, ne retiennent plus qu'environ 8 % d'eau, soit la quantité nécessaire pour que ces polyphosphates puissent se trans-

former en pyrophosphate disodique :



$$P_nO_{3n+1}Na_nH_2,\ mH_2O \rightarrow \frac{n}{2} P_2O_7Na_2H_2, \qquad \text{avec} \quad m \sim \frac{n-2}{2}.$$

Précisément, lors de chauffages sous vide, la transformation est observée à 150°; elle conduit à du pyrophosphate β sans apparition de triphosphate intermédiaire d'après l'examen des chromatogrammes des produits en cours d'évolution. Cette transformation s'observe également avec des corps pour lesquels $n > 15$, provenant du polyphosphate vitreux de Graham. La dissolution de ce sel suivie d'une précipitation par l'alcool donne des substances huileuses analogues aux précédentes.

Signalons enfin que la neutralisation des acidités fortes d'une solution d'acide $P_2O_7H_4$ (résultant de l'attaque d'un poids connu de $P_2O_7Ag_4$ par la quantité théorique de ClH et filtration de ClAg) suivie d'une précipitation par l'alcool, donne du pyrophosphate α.

En conclusion : 1° nous avons constaté que le pyrophosphate disodique peut exister sous deux formes cristallines α et β correspondant à deux modes de préparation de l'acide pyrophosphorique. La variété α déjà connue (déshydratation de PO_4NaH_2) résulte de la neutralisation d'acide préparé par l'intermédiaire de $P_2O_7Ag_4$. La variété β, nouvelle, a été mise en évidence lors de la neutralisation d'acide provenant du chauffage de l'acide orthophosphorique.

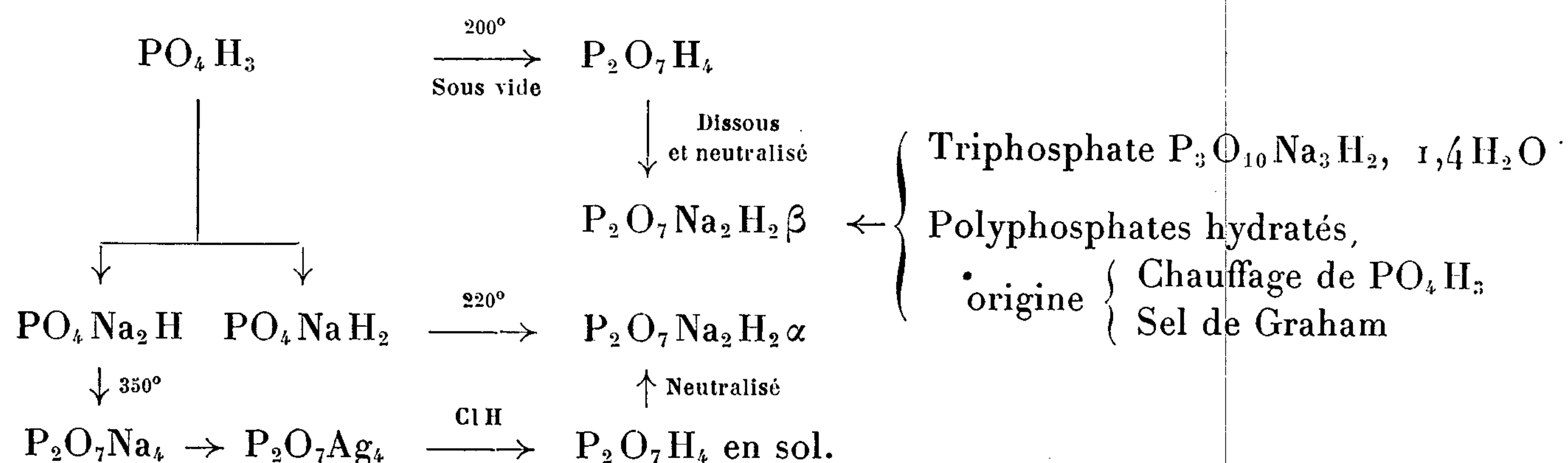
Ces deux variétés se comportent d'une manière analogue :

a. lors d'une neutralisation par la soude qui conduit au pyrophosphate neutre $P_2O_7Na_4$ habituel;

b. au cours de leur évolution thermique dont le terme final est le mélange connu de sel de Maddrell et de trimétaphosphate.

2° Nous avons observé pour tous les polyphosphates ($2 < n < 15$) étudiés une transformation à 150° sous vide en pyrophosphate β sans triphosphate trisodique intermédiaire. La détermination habituelle des longueurs moyennes de chaînes [méthode potentiométrique de Van Mazer ([8])] ne permet pas de préciser si les longues chaînes se scindent en fournissant directement du pyrophosphate β ou si au contraire elles donnent transitoirement des chaînes moins longues.

L'ensemble de nos résultats peut être représenté par le schéma suivant :



(1) A. Boullé, Mme M. Dominé-Berges et Mlle C. Morin, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1772.
(2) E. Thilo et H. Seemann, *Z. anorg. allgem. Chem.*, 267, 1951, p. 65-75.
(3) H. Huber, *Z. anorg. allgem. Chem.*, 230, 1936, p. 123-128.
(4) Schwarzenberg, *Ann. der Chem. v. Pharm.*, 65, 1848, p. 133.
(5) J. P. Ebel, *Thèse Doct. Sc. Phys.*, Strasbourg, 1951.
(6) A. Boullé, *Ann. Chim.*, 11e série, 17, 1942, p. 213.
(7) R. Jary, *Ann. Chim.*, 13e série, 2, 1957, p. 58-104.
(8) J. R. Van Wazer, E. J. Griffith et J. F. Mac Cullough, *Anal. Chem.*, 26, 1954, p. 1755-1759.

(Laboratoire de Chimie de l'École Nationale Supérieure des Mines, Paris.)

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur le nitrure de silicium.*

Note de MM. **Jules Lamure** et **Michel Billy**, présentée par M. Paul Pascal.

Par réaction de l'azote sur le silicium à haute température, on n'obtient que le nitrure Si_3N_4. Nous l'avons isolé et en avons défini les propriétés. Il cristallise dans le système orthorhombique. Les nitrures Si_2N_3 et SiN, indiqués autrefois, ne se forment pas.

Weiss et Engelhardt [1], en 1910, ont admis l'existence de trois nitrures de silicium : Si_3N_4, Si_2N_3 et SiN. Les deux derniers n'ont jamais été retrouvés depuis. Nous avons repris l'étude de la réaction de l'azote sur le silicium et contrôlé l'expérimentation de Weiss et Engelhardt dans le but de rechercher l'existence de ces nitrures.

Dans une enceinte jaugée et vide, on introduit des quantités connues de silicium et d'azote; on suit l'évolution de la nitruration en fonction du temps et de la température au moyen de la variation de la pression. L'azote absorbé est déterminé par mesure du volume gazeux restant après établissement de l'équilibre et par l'augmentation de poids du silicium. Les produits sont identifiés par les rayons X.

1° La réaction silicium-azote débute à $1240 \pm 10°$ C, mais elle est extrêmement lente et s'arrête pratiquement lorsque la surface du silicium est entièrement recouverte par le nitrure formé. Celui-ci est donc imperméable aux éléments réagissants.

Au-dessus de 1315°, on note une augmentation brusque dans l'absorption. La nitruration isotherme se traduit alors par une loi logarithmique du temps. On peut interpréter cette discontinuité comme un phénomène lié à l'accélération de la vitesse de cristallisation du nitrure. La surface du silicium serait en partie découverte et la réaction pourrait se poursuivre jusqu'à ce que l'enchevêtrement des cristaux empêche de nouveau l'azote de pénétrer.

La réaction n'est cependant complète qu'au-dessus du point de fusion

du silicium (1410°). En effet, la tension de vapeur du silicium crée alors des tensions internes et il se forme des craquelures dans la couche de nitrure. Celle-ci présentant une microporisité désordonnée ne constitue plus qu'un écran imparfait à l'accès de l'azote. L'évolution en fonction du temps, conditionnée par la prise en charge de l'azote à la surface du silicium, est alors linéaire et la réaction devient complète.

Elle correspond à l'absorption de 2 mol d'azote par 3 atomes de silicium et conduit au nitrure Si_3N_4.

Ainsi, des quantités de silicium égales à 3,594 et $4,670.10^{-2}$ atomes ont absorbé 2,383 et $3,091.10^{-2}$ mol d'azote, ce qui correspond aux rapports atomiques N/Si = 1,326 et 1,324. (Théorie pour Si_3N_4 : 1,333.)

La moyenne des analyses a donné la composition : calculé %, N 39,96; Si 60,04; trouvé %, N 39,67; Si 59,74.

2° Le nitrure de silicium Si_3N_4 a l'aspect d'une poudre blanche constituée de fines aiguilles cristallines visibles au microscope.

Le diagramme de poudre ($CuK\alpha_1$) qui présente 94 raies a une similitude frappante avec celui du nitrure de germanium Ge_3N_4. En supposant les deux nitrures isomorphes, nous avons pu indexer les 25 premières raies de Si_3N_4. Ce nitrure appartient au système orthorhombique. Ses paramètres cristallins sont

$$a = 13,14\,\text{Å}; \quad b = 8,60\,\text{Å}; \quad c = 7,74\,\text{Å},$$
$$a:b:c:: \ 1,528:1:0,900$$

et ceux du nitrure de germanium (2)

$$a = 13,84\,\text{Å}; \quad b = 9,06\,\text{Å}; \quad c = 8,18\,\text{Å},$$
$$a:b:c:: \ 1,528:1:0,903.$$

La masse spécifique, calculée à partir des données des rayons X sur la base de 12 mol par maille du réseau, est égale à 3,17 g/ml. La mesure directe donne 3,120 + 0,005 g/ml.

Ce nitrure est chimiquement très stable. Les lessives alcalines sont sans action sur lui; il n'est que très difficilement attaqué par les acides sulfurique ou fluorhydrique concentrés et même par les carbonates fondus. Enfin, bien que l'oxygène soit sans action à 1000°, les oxydes métalliques réagissent à la température de leur dissociation. Cette propriété permet le dosage de l'azote et du silicium par attaque sous vide au moyen de l'oxyde de plomb ou du bioxyde de sodium.

3° Weiss et Engelhardt affirmaient avoir obtenu les composés Si_2N_3 et SiN en traitant les produits de nitruration incomplète du silicium par une solution de potasse à 20 % ou par un mélange des acides fluorhydrique et nitrique concentrés.

Ce mode de préparation paraît étrange. Pour l'expliquer il faudrait

admettre qu'il se forme un ou plusieurs nitrures intermédiaires, Si_3N_4 n'étant que le terme final de la nitruration, ou que les deux composés Si_2N_3 et SiN sont des produits de dégradation de Si_3N_4. En reprenant point par point l'expérimentation de ces auteurs nous sommes arrivés aux conclusions suivantes :

a. Il n'existe pas de nitrure intermédiaire dans la formation de Si_3N_4 quels que soient la température ou le degré d'évolution de la réaction, les diagrammes X ne contenant que les raies de Si_3N_4 et celles du silicium;

b. Les lessives alcalines sont sans action sur Si_3N_4;

c. Les résidus de l'attaque acide correspondent uniquement à Si_3N_4, comme l'ont montré l'analyse et l'examen aux rayons X.

La révision des données analytiques mêmes de Weiss et Engelhardt confirment ces conclusions. Ayant dosé l'azote et le silicium dans les produits obtenus, ils attribuaient à de l'oxygène uni au silicium la différence entre le poids de l'échantillon et le poids retrouvé par l'analyse. Ils en déduisaient des teneurs en silice libre de l'ordre de 20 %. De tels pourcentages incompatibles avec les traitements à FH et SO_4H_2 appliqués aux produits provenaient certainement d'erreurs systématiques d'environ 10 % sur le dosage du silicium et de l'azote. Ces erreurs se reportant sur l'évaluation du silicium, la valeur du rapport atomique N/Si ainsi obtenue augmente avec elles. Il a été facile de montrer que la composition du présumé nitrure Si_2N_3 est celle de Si_3N_4.

Enfin, les données des auteurs sur les rendements en nitrure et la mesure des masses montrent que le produit considéré comme le nitrure SiN contient encore 20 % de silicium libre.

En conclusion, l'existence des composés SiN et Si_2N_3 ne semble pas justifiée et le seul nitrure issu de la réaction de l'azote sur le silicium à haute température est Si_3N_4.

(1) L. Weiss et T. Engelhardt, *Z. anorg. Chem.*, 65, 1910, p. 38.
(2) W. C. Leslie, K. G. Carroll et R. M. Fisher, *J. Metals*, 4, 1952, p. 204.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Application des magnésiens vinyliques à la synthèse de cétones α-éthyléniques*. Note (*) de M. **Gérard Martin**, présentée par M. Marcel Delépine.

Une nouvelle méthode de préparation des cétones α-éthyléniques par condensation des composés organomagnésiens vinyliques avec les anhydrides d'acides, est décrite.

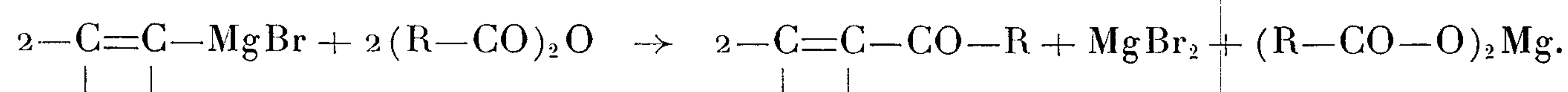
Les difficultés rencontrées dans les essais de préparation des cétones α-éthyléniques à partir des magnésiens vinyliques nous avaient conduit à mettre au

point une méthode indirecte ([1]). Les chlorures d'acides réagissent en effet sur le tétrahydrofuranne, solvant de la réaction magnésienne, dès la température ordinaire, en présence du chlorure de magnésium formé. Nous avons pu toutefois, en opérant à basse température (vers — 40°) et, en inversant l'ordre des réactifs, aboutir à des rendements voisins de 40 %, donc assez comparables aux rendements moyens 40-60 % donnés par les magnésiens saturés.

Par contre, l'ouverture du noyau tétrahydrofurannique par les anhydrides d'acides étant bien plus difficile qu'avec les chlorures, la réaction secondaire due au solvant n'était plus à craindre.

Or Fournier ([2]) a montré que l'action des anhydrides d'acides sur les magnésiens pouvait être arrêtée au stade cétone, bien qu'avec de faibles rendements. Plus tard, Newman et ses collaborateurs ([3]) ont perfectionné la méthode et montré qu'à basse température le rendement en cétone pouvait atteindre 80 %.

L'addition d'un magnésien vinylique à un excès d'anhydride d'acide en solution dans le tétrahydrofuranne, fortement refroidie (— 60 à — 70°), constitue une méthode directe et satisfaisante de préparation des cétones α-éthyléniques, comme il résulte de rendements indiqués ci-dessous. La réaction peut s'écrire



$$2-\underset{|}{C}=\underset{|}{C}-MgBr + 2(R-CO)_2O \rightarrow 2-\underset{|}{C}=\underset{|}{C}-CO-R + MgBr_2 + (R-CO-O)_2Mg.$$

Le procédé peut conduire, comme il a été indiqué pour d'autres réactifs ([4]), à une structure géométrique définie. Toutefois les bromures de départ n'ayant pas été préalablement séparés en leurs isomères cis et trans, les cétones décrites sont elles-mêmes des mélanges.

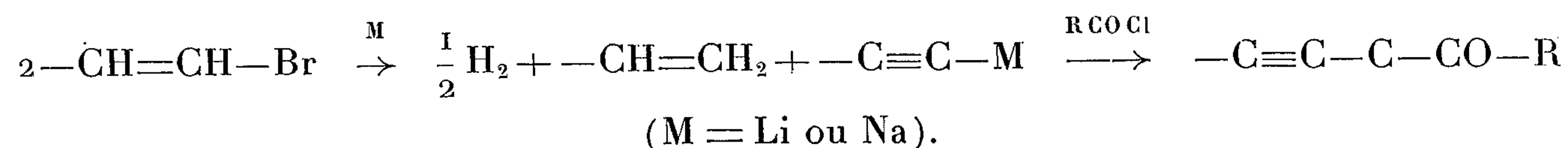
TABLEAU I.

Cétonc α-éthylénique.	É (pmm) (°C).	n_D^{20}.	d_4^{20}.	Rdt (%).	2.4 DNP F (°C).
$CH_3CO-CH=CHCH_3$	122	1,4360	0,857	80	158
$CH_3(CH_2)_2CO-C(CH_3)=CH_2$ ...	42_{20}	1,4455	0,852	66	150
$CH_3(CH_2)_5CO-CH=CHCH_3$ ...	112_{18}	1,4500	0,835	70	72
$CH_3CO-CH=C(CH_3)C_6H_5$	130_{12}	1,5475	0,997	60	174
$C_6H_5CO-CH=C(CH_3)C_6H_5$	170_1	1,6230	1,087	58	170

La méthode a été étendue à la préparation de cétones α.α'-diéthyléniques, en condensant un magnésien vinylique avec un anhydride d'acide éthylénique. Nous avons ainsi obtenu la dipropénylcétone : $CH_3CH=CH-CO-CH=CHCH_3$ $É_{18}$ 69; n_D^{20} 1,4797; d_4^{20} 0,895; Rdt 48 %; 2.4 DNPH F 139°. Il convient de souligner l'influence importante due au solvant dans la préparation de l'organométallique.

En milieu tétrahydrofuranne et avec le magnésium, il se fait un composé éthylénique. Au contraire, avec le lithium et le sodium, quel que soit le solvant (éther ou tétrahydrofuranne), on aboutit par suite d'une réaction de dismu-

tation, à la formation d'un dérivé acétylénique, puis d'une cétone α-acétylénique par action ultérieure d'un chlorure ou d'un anhydride :



Nous avons ainsi obtenu les composés suivants :

TABLEAU II.

Cétone α-acétylénique.	É (pmm) (°C).	n_D^{20}.	d_4^{20}.	Rdt (%).	DNPH F (°C).
$CH_3CO—C{\equiv}C—CH_3$	131	1,4335	0,905	38	150
$CH_3(CH_2)_5—CO—C{\equiv}C—CH_3$ ...	110_{12}	1,4600	0,881	30	58
$C_6H_5—CO—C{\equiv}C—CH_3$	133_{12}	1,5680	1,090	25	242

Les rendements sont calculés d'après le bromure vinylique de départ.

(*) Séance du 13 novembre 1957.

(1) H. NORMANT et G. MARTIN, *Bull. Soc. Chim.*, 1957, p. 429.

(2) *Bull. Soc. Chim.*, (3), 31, 1904, p. 483.

(3) NEWMAN et BOOTH, *J. Amer. Chem. Soc.*, 67, 1945, p. 154.

(4) H. NORMANT et P. MAITTE, *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 1439.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Préparation des chlorométhyl-2 benzodioxannes-1.4 carboxylés en 6 et 7.* Note de MM. **ALBERT FUNKE, ARNFINN PAULSEN** et Mlle **NÉRINA CIBRARIO**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

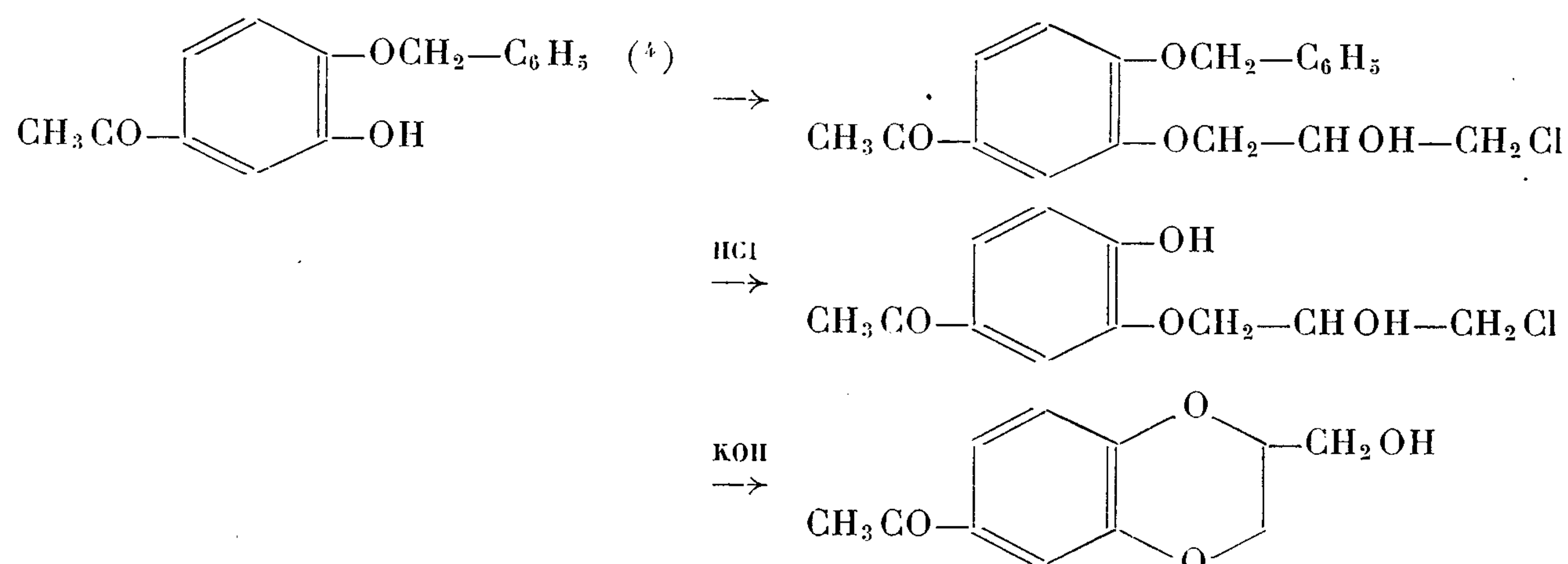
La synthèse directe de l'acétylchlorométhyl-2 benzodioxanne-1.4 fournit un mélange de deux isomères. Par oxydation à l'hypobromite de sodium, on obtient un mélange d'acides qui peuvent être séparés par l'intermédiaire de leurs amides.

Un travail de Marini-Bettòlo et de R. Landi Vitory relatif à la préparation de l'acide chlorométhyl-2 benzodioxanne-1.4 carboxylique-7 a été publié récemment (1).

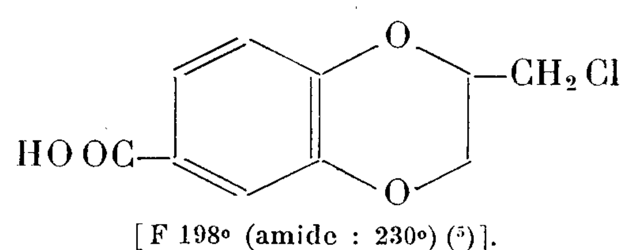
Nous avons préparé le même acide et son isomère de position 2.6 ainsi qu'un grand nombre de leurs dérivés par une autre méthode que nous avons exposée au XIVe Congrès international de Chimie à Paris (2), (3).

Nos résultats différant de ceux des auteurs italiens il nous semble utile de les résumer dès maintenant :

L'hydroxyméthyl-2 acétyl-6 benzodioxanne-1.4 a été obtenu pur de tout isomère par la série de réactions suivantes :

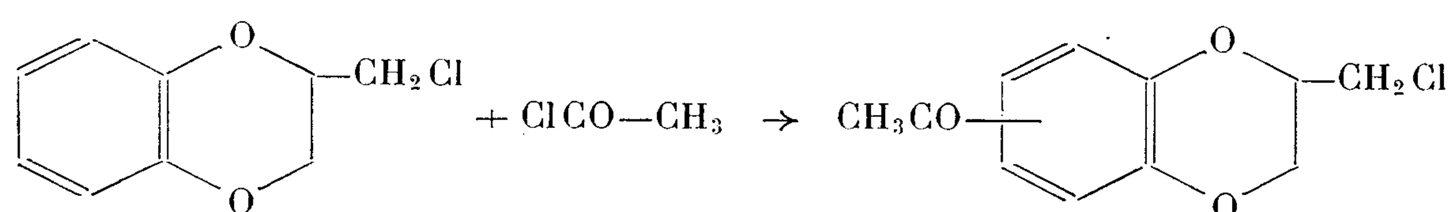


L'oxydation au moyen de l'hypobromite de sodium de ce dérivé acétylé pur nous permit d'obtenir l'acide hydroxyméthyl-2 benzodioxanne-1.4 carboxylique-6 à partir duquel nous avons préparé l'acide chlorométhyl-2 benzodioxanne-1.4 carboxylique-6

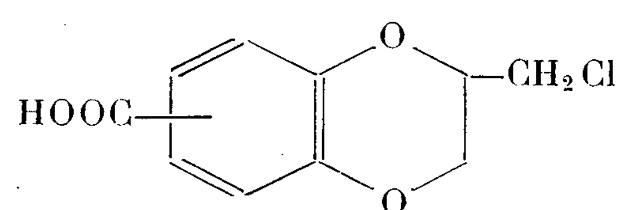


[F 198° (amide : 230°) (5)].

Si l'on fait réagir le chlorure d'acétyle sur le chlorométhylbenzodioxanne suivant la méthode de Friedel et Crafts, on obtient un mélange de deux isomères de position :

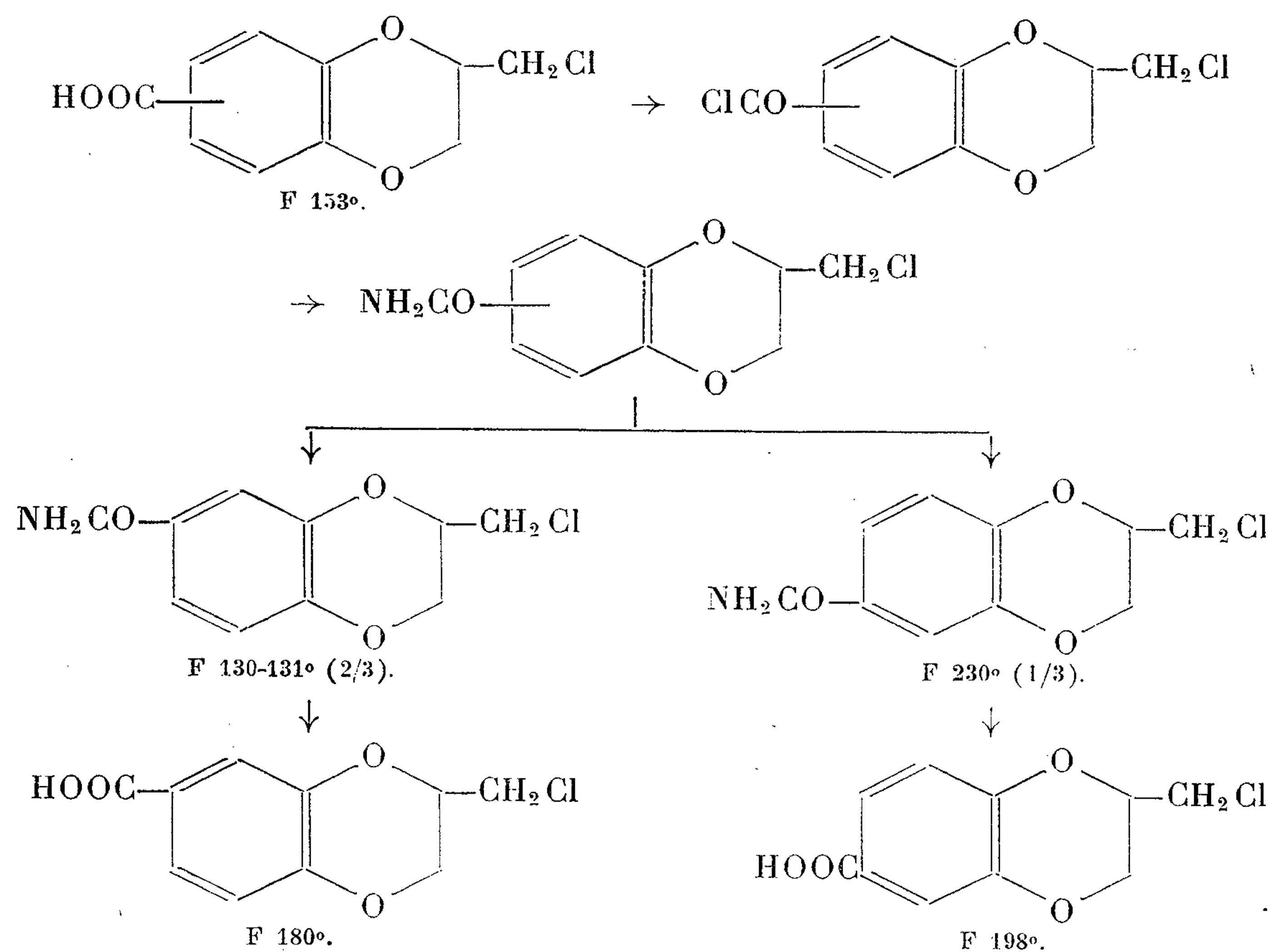


L'oxydation par l'hypobromite de sodium conduit à un mélange des deux acides.



Le mélange bien cristallisé fond à 148°. Après plusieurs recristallisations dans l'éthanol dilué, on n'arrive pas à dépasser 153°. Cependant, par chromatographie sur papier, nous avons pu constater que nous avions toujours un mélange, sans doute eutectique. L'amide permet par recristallisation une séparation presque quantitative des deux isomères.

A partir des deux amides (F 130 et 230°) nous avons obtenu par déshydratation les deux nitriles correspondants. Ce sont des produits solides bien cristallisés.



Rappelons que dans le travail italien le chlorométhyl-2 cyano-7 benzodioxanne-1.4 est décrit comme huileux et que l'acide résultant de sa saponification fond à 151°.

			Calculé %.	Trouvé %.
(γ-chloro β-hydroxypropyl) oxy-3 benzyloxy-4 acétophénone	F 95°	C	64,6	64,81
		H	5,69	5,65
		Cl	10,6	10,41
(γ-chloro β-hydroxypropyl) oxy-3 hydroxy-4 acétophénone	F 115-116°	C	53,93	54,02
		H	5,67	5,37
		Cl	14,6	14,42
Hydroxyméthyl-2 acétyl-6 benzodioxanne-1.4	F 80°	C	63,45	63,54
		H	5,81	5,91
Acide hydroxyméthyl-2 benzodioxanne-1.4 carboxylique-6	F 201-202°	C	57,14	57,41
		H	4,80	4,79
Acide chlorométhyl-2 benzodioxanne-1.4 carboxylique-6	F 198°	C	52,53	52,73
		H	3,97	3,85
Acide chlorométhyl-2 benzodioxanne-1.4 carboxylique-7	F 179-181°	C	52,53	52,80
		H	3,97	4,28
Chlorométhyl-2 benzodioxanne-1.4 carbonamide-6	F 230°	N	6,15	6,09
Chlorométhyl-2 benzodioxanne-1.4 carbonamide-7	F 130-131°	N	6,15	6,09
Chlorométhyl-2 cyano-6 benzodioxanne-1.4	F 72-73°	C	57,29	57,56
		H	3,94	4,03
Chlorométhyl-2 cyano-7 benzodioxanne-1.4	F 91-92°	C	57,29	57,22
	$É_{0,01}$ 130°	H	3,94	3,85

(1) *G.*, 87, 1957, p. 1038.

(2) Tome II, juillet 1957, p. 299.

(3) Pli cacheté du 21 juin 1957 ouvert à la séance de la Société Chimique de France le 22 novembre 1957.

(4) Mc Coubrey, *Soc.*, 1951, p. 3431.

(5) Tous les points de fusion ont été pris au microbloc de Kofler.

GÉOLOGIE. — *Les volcans du Tarso Yéga, du Tarso Toon, du Tarso Voon et de Soborom, dans le Tibesti central (Sahara du Tchad, A. E. F.).* Note de MM. **Bernard Gèze** et **Pierre Vincent**, présentée par M. Paul Fallot.

Le Tarso Yéga, le Tarso Toon et le Tarso Voon sont trois grands édifices complexes, basalto-andésitiques, trachytiques et rhyolitiques dans lesquels des ignimbrites présentent en outre une importance considérable. Leurs sommets sont remplacés par des caldeiras d'affaissement; celle du Tarso Voon, la plus récente, est bordée par le dôme volcano-tectonique de Soborom où persiste une forte activité fumerollienne.

A l'Est du massif du Toussidé (1) sur 150 km environ jusqu'à la coupure de la vallée du Miski, les hauts reliefs volcaniques se succèdent sans véritable discontinuité. Parmi eux, nous avons étudié trois grands édifices à caldeiras qui se montrent particulièrement spectaculaires.

Le plus important est celui du *Tarso Yéga* (2) : large d'environ 50 à 70 km à la base, son sommet est le site d'une caldeira géante dont les diamètres varient entre 17 et 20 km, avec des altitudes allant de 2150 m au centre jusqu'à 2 400 et 2 800 m pour le haut des remparts (Ehi Fodoboro).

Il est constitué par deux épaisses séries basalto-andésitiques séparées par une série claire. Cette dernière est surtout représentée au pied et à l'Ouest de l'Ehi Fodoboro, mais sa puissance semble diminuer vers l'extérieur du volcan. Les pentes orientales, jusqu'à la vallée de Modrounga, montrent des alternances de coulées sombres, d'ignimbrites anciennes et de brèches dues probablement à des nuées ardentes de type péléen; des ignimbrites récentes achèvent la série avec une large extension en direction du Nord et de l'Ouest.

A l'intérieur même de la caldeira, des sorties rhyolitiques sont disposées suivant un cercle correspondant peut-être aux bords d'une deuxième caldeira d'affaissement, emboîtée dans la première et d'un diamètre légèrement inférieur (14 à 15 km). Il n'y a aucune trace d'un volcanisme subactuel comparable à celui du Toussidé.

Le *Tarso Toon* est un autre édifice dont la largeur à la base varie entre 25 et 30 km, et dont le sommet est occupé par une caldeira ayant un diamètre de 8,5 à 9 km.

Les pentes extérieures sont fortes, jusqu'à 20° dans leur partie supérieure,

ce qui dépasse nettement la moyenne des volcans du même type, mais la succession des séries volcaniques reste analogue.

Les basaltes inférieurs ont été observés à l'Ouest et à l'Est où, dans l'enneri Yeski, ils passent à une brèche à grands blocs, comparable à celle de l'enneri Modrounga, avec, de plus, des lentilles interstratifiées de graviers basaltiques. Cette série noire se suit, pratiquement en continuité, jusqu'à la vallée du Yebbigué, 30 km à l'Est.

Les trachytes semblent peu développés à l'Ouest; par contre, ils affleurent largement dans l'Est où ils passent à des masses importantes d'ignimbrites. Au-dessus, une grande accumulation de coulées basaltiques, chacune relativement peu épaisse, constitue l'essentiel des flancs du volcan. Vers le Nord-Est, ils se poursuivent par les hauteurs du Mohi-Ma; vers l'Ouest, ils disparaissent sous des ignimbrites et cinérites claires qui recouvrent presque la totalité de l'espace compris entre les trois grands volcans que nous envisageons.

L'intérieur de la caldeira est entièrement occupé par de nombreuses extrusions et des ignimbrites rhyolitiques qui paraissent postérieures aux formations précédentes. Il est permis de se demander si la venue de cette importante masse acide n'aurait pas provoqué un soulèvement général des basaltes et trachytes, supérieur à l'affaissement centripète du milieu de la caldeira.

Le volcan du *Tarso Voon* qui, sur ses pentes extérieures, se distingue mal d'autres édifices voisins (Ehi Mousgou, Ehi Terké, Tarso Abeki), voit également son individualité soulignée par une grande caldeira elliptique dont les axes ont 14 et 18 km.

Au Nord, la vallée de l'enneri Mousgou offre une coupe de 30 km jusqu'au substratum de schistes antécambriens et grès crétacés, au-dessous de 1100 m d'altitude. Il s'y succède au moins trois coulées principales de basaltes et andésites séparées par des diatomites, jaspes et cinérites à blocs, puis recouvertes par des ignimbrites rhyolitiques pouvant dépasser 300 m d'épaisseur. Des basaltes supérieurs paraissent plus récents que l'essentiel des projections et forment, à partir de petits puys bien conservés, des coulées qui gagnent aussi bien l'intérieur que l'extérieur de la caldeira.

Le centre de celle-ci, assez plan sur environ 9 km de diamètre moyen, à l'altitude de 1900 m, manifeste à l'évidence un affaissement minimum de l'ordre du millier de mètres, entre des remparts qui culminent de 2 000 à 2 900 m. De bas en haut, il est possible d'y distinguer la succession de trachytes, d'une série grise paraissant surtout andésitique, de cinérites blanches et de rhyolites, au-dessous du couronnement discontinu des basaltes supérieurs.

Vers le Sud et l'Est, ces diverses séries se tranchent obliquement : il semble y avoir eu là plusieurs points de sorties, notamment pour les rhyolites. Des aiguilles rocheuses traversant les trachytes et andésites semblent correspondre ainsi à des cheminées antérieures à la formation de la caldeira.

Cinq kilomètres environ au Sud-Ouest de celle-ci, en tête de l'enneri Tegaham, se trouve le site remarquable des *sources thermales de Soborom*. Elles se localisent au cœur d'un dôme volcano-tectonique où affleure la série basalto-andésitique moyenne du Tarso Voon, tandis que les rhyolites, puis les basaltes supérieurs plongent de part et d'autre.

Sur une distance de près de 500 m, entre 2 400 et 2 300 m d'altitude environ, les roches sont transformées et colorées par des fumerolles et recouvertes par des incrustations de chlorure de fer, de chlorure d'ammonium, de gypse et de sulfates variés et de soufre. Un groupe supérieur comprend la « Source tonnante », grande marmite bouillonnante d'eau boueuse à 70° avec forte odeur de SO_2, puis un soufflard à 90°; un groupe central renferme une dizaine de sources et de volcans de boue avec des températures de 56 à 82°, ainsi que deux soufflards dont l'un très violent, rejette de la vapeur à 100°; un groupe oriental prolonge le précédent avec des sources de 62 à 85° et deux soufflards à 80 et 90°; enfin vers le Sud, une seule source à 38° sort d'un bassin utilisé par les indigènes qui vont y soigner leurs douleurs et maladies de peau. Toutes ces eaux sont acides (acide sulfurique libre) et les boues sont faiblement radioactives.

Ainsi, les trois principaux édifices du Tibesti central sont caractérisés par la présence d'importantes caldeiras d'affaissement, sur des points hauts du substratum antévolcanique. Celles du Tarso Yéga et du Tarso Toon, assez anciennes, montrent une succession de basaltes, andésites et trachytes passant latéralement à des brèches péléennes et à des ignimbrites; leur genèse est probablement liée à des venues rhyolitiques, accompagnées également d'ignimbrites. Celle du Tarso Voon, probablement plus récente, présente, en plus des précédentes, des basaltes supérieurs, dont les points de sorties jalonnent à peu près les limites de l'affaissement. Ce dernier a probablement entraîné le refoulement latéral d'une portion de la lave fraîche qui, sous forme d'un petit laccolite, aurait soulevé le dôme de Soborom. La consolidation ne serait pas encore complète, si l'on en juge par l'activité intense des fumerolles, solfatares et sources thermales localisées dans cette zone.

(1) *Compte rendus*, 245, 1957 p. 1815.

(2) Tarso est un terme local signifiant plateau. Dans la pratique, il a été étendu à la plupart des massifs volcaniques du Tibesti qui, vus de loin, paraissent relativement aplanis.

GÉODYNAMIQUE. — *Sur la période propre des oscillations sphéroïdales de la Terre.* Note de M[me] **Nelly Jobert**, présentée par M. Charles Maurain.

Pour déterminer une valeur approchée de la période propre des oscillations sphéroïdales de la Terre, en tenant compte de l'effet de gravitation, on applique le principe de Rayleigh comme précédemment (1), (2) à trois modèles de Terre. Pour le modèle 1, plus simple, on peut, en utilisant le principe de Katô (3) encadrer la valeur exacte de la période propre. Les modèles 2 et 3 sont les modèles de K. Bullen.

1. *Sphère gravitante à noyau liquide homogène et manteau élastique homogène :*

Noyau : rayon : $b = 3473$ km; densité : $\rho_c = 10,8$; coefficients de Lamé : λ_c, $\mu_c = 0$;

$$\left(\frac{\lambda_c}{\rho_c}\right)^{\frac{1}{2}} = 9,3 \text{ km/s}.$$

Manteau : surface : $a = 6371$ km; densité : $\rho_m = 4,5$; coefficients de Lamé : $\lambda_m = \mu_m$;

$$\left(\frac{\mu_m}{\rho_m}\right)^{\frac{1}{2}} = 6,5 \text{ km/s}.$$

1° Dans un premier calcul on a utilisé comme solution d'essai la solution exacte pour le même modèle en l'absence de gravitation, pour lequel la période est de 71 mn (2). On obtient

$$T = 52,1 \text{ mn}.$$

Ce résultat est certainement entaché d'une grosse erreur par défaut. Pour avoir un ordre de grandeur de cette erreur, on utilise dans un calcul analogue le modèle de Love (4) (sphère élastique homogène gravitante, ayant la masse de la Terre et la rigidité de l'acier) pour lequel la période exacte T_0 est connue et égale à 60 mn. La solution d'essai étant la solution exacte pour ce modèle en l'absence de gravitation, le principe de Rayleigh donne une limite inférieure de la période, le principe de Katô une limite supérieure. (Dans tous les cas ce calcul a été fait en admettant une période de l'ordre de 40 mn pour l'oscillation de degré $n = 3$.) On obtient

$$55,9 < T_0 < 63,4 \text{ mn}.$$

2° Pour améliorer le résultat on a utilisé une meilleure solution d'essai. Soient :

U l'amplitude de la composante tangentielle du déplacement;

W l'amplitude de la composante radiale;

δ l'amplitude de la dilatation Δ;

V_0 le potentiel de gravitation au repos;

V le potentiel de gravitation supplémentaire dû aux changements dans la répartition des masses dans la sphère.

Les équations du mouvement s'écrivent :

— dans le noyau :

$$F(\rho_c, \lambda_c, \mu_c) = 0,$$
$$G(\rho_c, \lambda_c, \mu_c) = 0,$$

avec

$$F(\rho, \lambda, \mu) \equiv (\lambda + 2\mu)\delta + \mu\left(\frac{\partial}{\partial r}(rU) - W\right) - \frac{4\pi\gamma}{3}\rho^2 W r + \rho V + \rho p_1^2 U r,$$

$$G(\rho, \lambda, \mu) \equiv (\lambda + 2\mu)\frac{\partial\delta}{\partial r} + \mu\frac{6}{r^2}\left(\frac{\partial}{\partial r}(rU) - W\right) - \frac{4\pi\gamma}{3}\rho^2\frac{\partial}{\partial r}(Wr)$$
$$+ \frac{4\pi\gamma}{3}\rho^2\delta r + \rho\frac{\partial V}{\partial r} + \rho p_1^2 W$$

et $\mu_c = 0$;

— dans le manteau :

$$F(\rho_m, \lambda_m, \mu_m) - 4\pi\frac{\gamma}{3}\rho_m^2\left(\frac{\rho_c}{\rho_m} - 1\right)W\frac{b^3}{r^2} = 0,$$

$$G(\rho_m, \lambda_m, \mu_m) - 4\pi\frac{\gamma}{3}\rho_m^2\left(\frac{\rho_c}{\rho_m} - 1\right)\left[\frac{\partial}{\partial r}\left(W\frac{b^3}{r^2}\right) - \delta\frac{b^3}{r^2}\right] = 0.$$

La solution d'essai satisfait dans le noyau aux équations du mouvement, et dans le manteau aux équations réduites :

$$F(\rho_m, \lambda_m, \mu_m) = 0,$$
$$G(\rho_m, \lambda_m, \mu_m) = 0.$$

Elle satisfait de plus à toutes les conditions aux limites, sauf la condition d'annulation de la tension normale à la surface. En faisant varier la valeur de cette tension résiduelle (ce qui revient à faire varier le paramètre p_1) on peut chercher à compenser le travail moyen de celle-ci à la surface, pendant une oscillation, par une intégrale de volume portant sur la partie résiduelle des équations du mouvement dans le manteau. On obtient ainsi, par application du principe de Rayleigh, une limite inférieure la plus grande possible de la période.

Le calcul a été fait pour trois valeurs différentes de la tension à la surface, au voisinage de la compensation cherchée. On a calculé chaque fois la valeur de la limite supérieure de la période en utilisant le principe de Katô.

En tenant compte des trois résultats, la valeur exacte T_0 est telle que

$$54,65 < T_0 < 56,45 \text{ mn}.$$

Une des trois solutions d'essai est utilisée pour les deux modèles suivants :

2. *Modèle* (A) *de K. Bullen* ([5]). — Les notations étant les mêmes que dans le paragraphe précédent, la pulsation $p = (2\pi/T)$ est donnée par l'équation

$$p^2\int_0^a \rho(6r^2U^2 + r^2W^2)\,dr$$
$$= \int_0^a\left[\lambda\delta^2 + 2\mu W'^2 + 4\mu\left(\frac{W - 3U}{r}\right)^2 + 24\mu\frac{U^2}{r^2} + 6\mu\left(U' - \frac{U}{r} + \frac{W}{r}\right)^2\right]r^2\,dr$$
$$-\int_0^a \rho\left[\left(\frac{\partial V}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r}\left(W\frac{\partial V_0}{\partial r}\right) - \delta\frac{\partial V_0}{\partial r}\right)W + 6\left(\frac{V}{r} + \frac{W}{r}\frac{\partial V_0}{\partial r}\right)U\right]r^2\,dr.$$

L'énergie de gravitation représente environ la moitié de l'énergie potentielle élastique. On trouve comme valeur approchée par défaut :

$$T = 53,4 \text{ mn},$$

alors qu'en l'absence de gravitation, on avait trouvé pour le même modèle 66 mn ([2]).

3. *Modèle* (B) *de K. Bullen* ([6]). — L'énergie de gravitation est diminuée de 25 % par rapport au modèle (A), alors que les énergies potentielle élastique et cinétique restent pratiquement inchangées.

Le résultat du calcul est donc assez variable suivant la répartition de la densité dans le noyau; il varie aussi suivant la valeur choisie pour la rigidité μ_g dans la graine :

$\mu_g = 3,6.10^{12}$ C. G. S.	$T = 51,9$ mn
$\mu_g = 3.10^{12}$ »	$T = 52,5$ »
$\mu_g = 1,5.10^{12}$ »	$T = 54,24$ »

Si l'on considère que ces valeurs approchées sont entachées d'une erreur par défaut de l'ordre de 2 mn, comme pour le modèle 1, on trouve des valeurs comparables à la période : 57 mn des oscillations enregistrées par H. Benioff lors du séisme du 4 novembre 1952 ([7]), et à la période : 55 mn des oscillations sphéroïdales, calculée pour le modèle (B) par C. Pekeris et H. Jarosch ([8]) en intégrant numériquement les équations du mouvement.

([1]) N. JOBERT, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1230.
([2]) N. JOBERT, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 921.
([3]) G. TEMPLE, *Proc. Roy. Soc. London*, A **211**, 1952, p. 204.
([4]) A. E. H. LOVE, *Some problems of geodynamics*, Cambridge University Press, 1911.
([5]) K. BULLEN, *An introduction to the theory of seismology*, Cambridge University Press, 1953.
([6]) K. BULLEN, *M. N. R. A. S.*, *Geoph. Sup.*, 1950, p. 50.
([7]) H. BENIOFF, B. GUTENBERG et C. F. RICHTER, *Trans. Amer. Geoph. Un.*, 35, p. 984.
([8]) C. L. PEKERIS et H. JAROSCH, Communication au Congrès de l'U. G. G. I., Toronto, 1957.

ALGOLOGIE. — *La fragmentation du cytoplasme chez le* Siphonocladus pusillus *(Kütz.) Hauck, Siphonale*. Note de M. **SIGURDUR JÓNSSON**, présentée par M. Lucien Plantefol.

La division ségrégative représente un phénomène particulier et constant de la multiplication cellulaire chez le *Siphonocladus pusillus*, assurant la croissance de l'appareil végétatif de l'Algue, en même temps qu'il peut réaliser sa multiplication végétative.

Le mode particulier de division cellulaire chez le *Siphonocladus pusillus* a fait l'objet d'études, d'abord de la part de F. Schmitz ([1]) (1879), puis

de F. Börgesen [2] (1905). Ce dernier a reconnu chez la majorité des Siphonocladales proprement dites ce mode spécial de division cellulaire, nommé par lui *division ségrégative*.

Des échantillons méditerranéens étudiés *in vivo*, fin août 1957 (Laboratoire de Banyuls), ont permis quelques constatations nouvelles relatives à l'édification et à l'organisation de l'appareil végétatif de cette Algue.

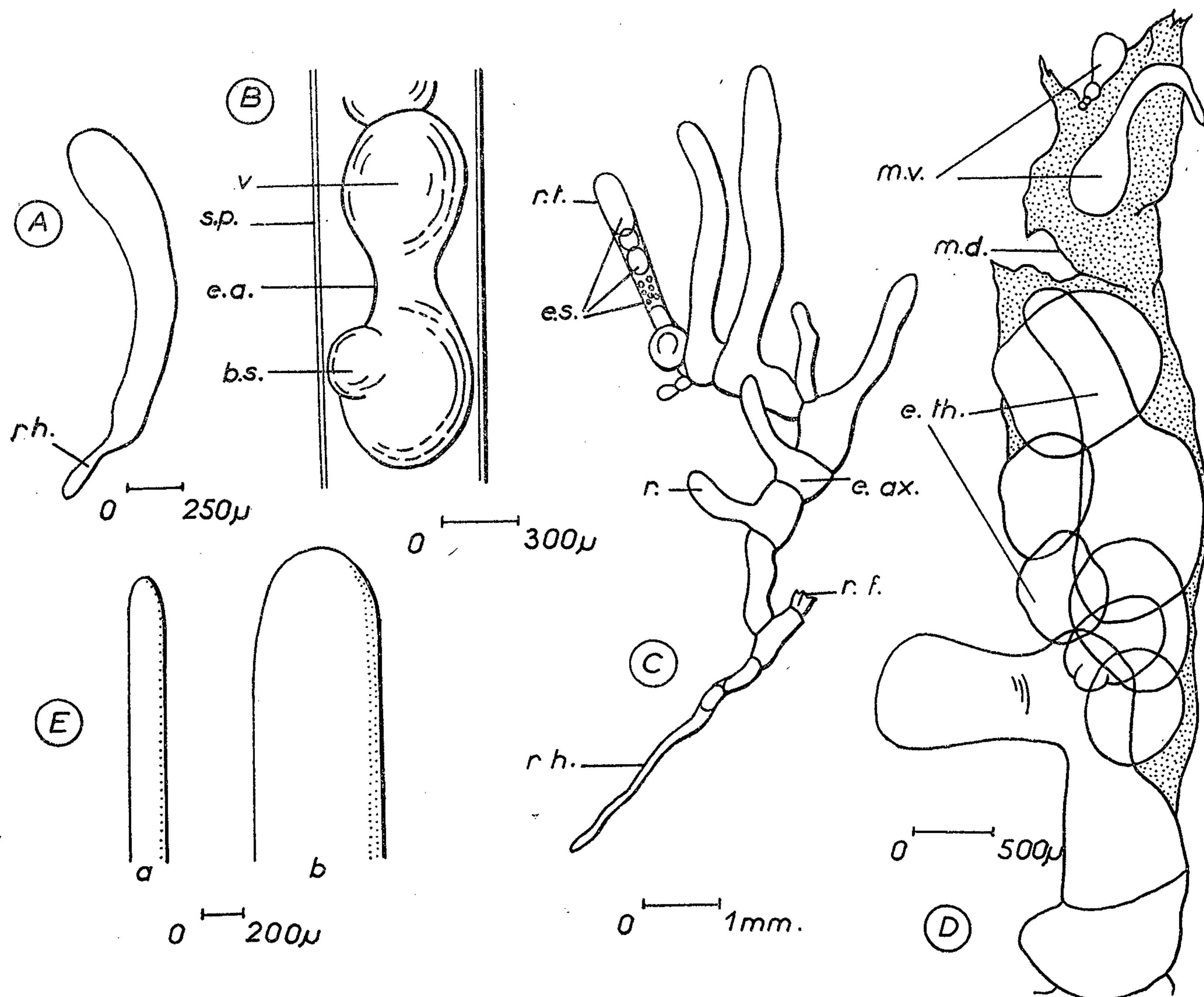
A. A l'état jeune, le *Siphonocladus pusillus* présente un seul siphon initial claviforme dont la base rétrécie émet un rhizoïde fixant l'Algue au substratum (*fig.* A). Cette cellule monosiphonée est tapissée d'une mince couche pariétale de cytoplasme contenant plusieurs plastes capables de se diviser, pouvant renfermer un ou deux pyrénoïdes à structure bilenticulaire. Les noyaux, nombreux et de grande taille, sont situés dans le cytoplasme intérieur aux plastes. Une vacuole centrale, unique, occupe le reste de la cellule.

B. La deuxième phase du développement commence lorsque la taille de la cellule initiale est gigantesque (environ 20 mm). L'ensemble du cytoplasme se détache de la membrane et se fragmente en une ou plusieurs vésicules arrondies, même parfois au niveau du rhizoïde. Cela se produit par simple étranglement annulaire (*fig.* B). Il n'est pas rare, de plus, d'observer sur les vésicules ainsi délimitées des bourgeonnements latéraux, si bien que la taille de ces vésicules est fort variable. On peut suivre le morcellement concomitant de la vacuole centrale sur le vivant, en la colorant au bleu de crésyle. De même, plasmolysant des vésicules ainsi individualisées et colorées vitalement, on met en évidence l'existence des membranes nouvellement édifiées; les vacuoles rapetissées prennent une teinte foncée. Les cellules ainsi constituées paraissent empilées les unes sur les autres. Elles tendent à s'agencer dans l'axe même du siphon, en émettant simultanément une expansion latérale, qui reste en communication ouverte avec le segment axial. Le siphon initial offre alors l'aspect d'un thalle cloisonné constitué de grosses cellules en file, chacune possédant un diverticule ayant la valeur d'un rameau simple (*fig.* C).

C. C'est surtout dans les parties apicales que se poursuit la croissance du thalle. Là, la division ségrégative se continue. Sur la figure C, on décèle quatre grandes masses et un groupement de petites sphères, provenant très probablement de la pulvérisation d'un autre élément divisé. La présence de membrane différenciée autour de ces éléments montre qu'il ne s'agit pas de zoïdocyste en voie de formation, mais de cellules isolées.

D. L'évolution de telles cellules isolées à l'intérieur d'un rameau terminal (*fig.* D) montre la division ségrégative achevée et les éléments qui en résultent commençant à s'organiser et à croître. Mais alors que tous les éléments ségrégatifs dans le siphon initial participaient à l'édification du thalle, on constate généralement dans ce cas la déchirure, à un niveau

distal, de la membrane du siphon primitif; les groupements cellulaires se trouvant à ce niveau peuvent être transportés plus ou moins loin de la plante-mère, chaque cellule pouvant donner une nouvelle Algue. Ce type de multiplication végétative n'est pas sans rappeler la multiplication par aplanospore observée chez de nombreuses Chlorophycées.



A. Un jeune *Siphonocladus pusillus* représentant un siphon primitif unique claviforme. rh., rhizoïde.
B. Cytoplasme en voie de fragmentation dans un siphon initial. e. a., étranglement annulaire; b. s., bourgeonnement secondaire; v., vésicule en voie d'individualisation; s. p., membrane du siphon primitif.
C. Individu constitué d'éléments axiaux ramifiés nés par la division ségrégative. Rameau terminal en voie de division contenant déjà des vésicules ségrégatives de taille variable. rh , rhizoïde; r. f., rameau flétri et déchiré; e. ax., élément axial; r., rameau; r. t., rameau terminal; e. s., éléments ségrégatifs.
D. Organisation des éléments ségrégatifs dans un rameau terminal. e. th., éléments ségrégatifs destinés à l'édification du thalle; m. v., éléments ségrégatifs isolés et destinés à la multiplication végétative du thalle; m. d., membrane primitive déchirée.
E. Schéma montrant la différence du diamètre entre une Cladophorale (*a*) et le *Siphonocladus* (*b*).

En outre, cette fragmentation cytoplasmique peut être comparée à la division cellulaire chez les Cladophorales, analogue par la réalisation d'une constriction annulaire, différente par l'orientation du diaphragme perpendiculairement à l'axe du filament. Sans doute la diversité de ce

comportement végétatif tient-elle à la grande différence du diamètre des thalles (*fig.* E).

En conclusion, chez le *Siphonocladus pusillus*, la division cellulaire qui se déroule dans un seul et même organe a pour résultat aussi bien le développement de l'appareil végétatif que la multiplication asexuée.

La différence essentielle qu'il y ait entre les deux phénomènes réside dans l'adhérence au thalle des éléments divisés ou leur séparation de la plante-mère, ce qui réalise de façon plus logique le terme de *division ségrégative* proposé par Börgesen.

(1) *Festschr. Naturf. Ges. Halle*, 1879, p. 273-321.
(2) *Overs. Dansk. Vidensk. Slesk. Forhandl.*, 1905, p. 259-291.

(*Laboratoire de Botanique de la Sorbonne.*)

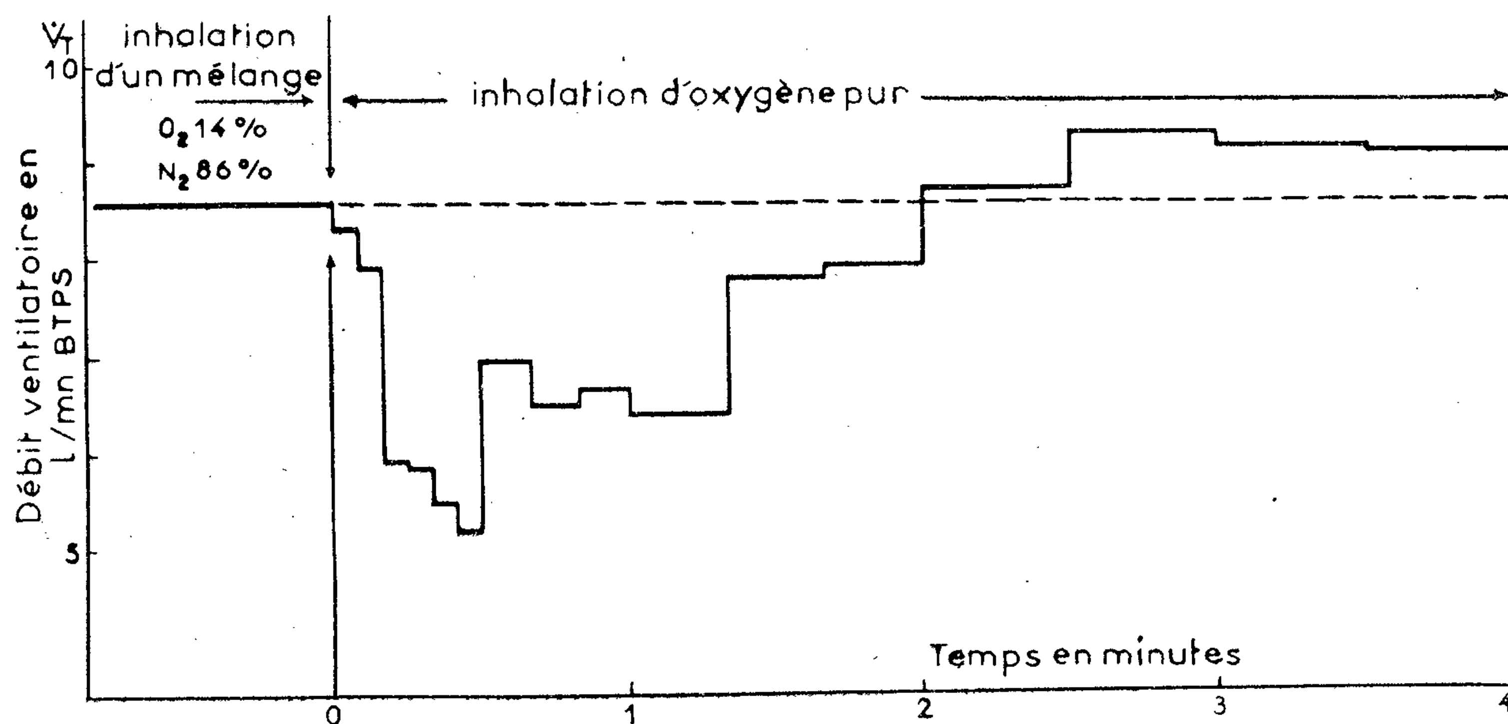
PHYSIOLOGIE. — *Intérêt méthodologique de l'étude d'un organisme vivant à la phase initiale de rupture d'un équilibre physiologique.* Note de M. **Pierre Dejours**, présentée par M. Léon Binet.

« La fixité du milieu » intérieur des animaux supérieurs « suppose un perfectionnement de l'organisme tel que les variations externes soient à chaque instant compensées et équilibrées » (1). Cette phrase de Claude Bernard résume sa conception de la constance du milieu intérieur. Le principe de Claude Bernard, comme celui de Le Chatelier énoncé pour certains systèmes chimiques, implique que les effets d'une cause perturbante sont, d'une part maximum, d'autre part relativement simples et univoques au début de la phase de déséquilibre, avant que des réactions secondaires, dont l'intégration réalise le nouvel état d'équilibre, ne viennent obscurcir la singularité de la perturbation initiale. C'est évidemment dans les systèmes les plus complexes, par exemple biologiques, que sera patent le contraste entre la pureté d'une réaction initiale et la complexité des réactions secondaires, contribuant à l'établissement d'un nouveau régime constant. Il peut donc y avoir intérêt, quand on se propose d'étudier certains aspects de l'action d'une cause perturbante sur un système, d'étudier ce système au cours de la phase de déséquilibre. Ces considérations ont conduit à une méthode d'étude de certains aspects de la physiologie cardiorespiratoire dont le champ d'application apparaît dès maintenant étendu.

Les difficultés de l'investigation expérimentale que soulève la mise en évidence chez l'Homme d'un stimulus oxygène de la ventilation seront étudiées à titre d'exemple. Ce stimulus est un facteur de régulation de la ventilation représenté par une certaine pression d'oxygène du sang artériel (P_{aO_2}), agissant sur certaines formations anatomiques, les chémo-

récepteurs artériels, dont l'excitation augmente l'activité des centres respiratoires; une augmentation de $P_{a_{O_2}}$ diminuera l'activité de ces organes récepteurs, alors qu'une baisse de $P_{a_{O_2}}$ l'augmentera.

Il semble résulter de cette définition que, s'il existe un stimulus oxygène, l'inhalation pendant quelques minutes d'un mélange soit hypoxique, soit hyperoxique par rapport au mélange gazeux inhalé préalablement, entraîne dans le premier cas une hyperventilation, dans le second cas une hypoventilation. Ce type d'expérience conduit à des résultats peu nets, contra-



Effet de l'inhalation d'oxygène pur sur le débit ventilatoire. (moyenne de six expérience).
Avant le temps O, le sujet inhale un mélange hypoxique.
Au temps O commence l'inhalation d'oxygène pur.
Le débit ventilatoire est mesuré à chaque cycle ventilatoire au cours des 30 premières secondes consécutives au début de l'inhalation d'oxygène, puis sur plusieurs cycles ventilatoires.
La ventilation des 3e et 4e minutes d'inhalation d'oxygène pur est supérieure à la ventilation antérieure à cette inhalation. Sur cette seule constatation, on serait tenté de conclure à l'absence de stimulus oxygène de la ventilation, quand le sujet inhale un mélange hypoxique. Cependant il existe une phase transitoire, débutant quelques secondes après le début de l'inhalation, au cours de laquelle la ventilation est très diminuée. Le phénomène montre que l'inhalation d'oxygène pur a fait disparaître un stimulus oxygène de la ventilation. L'hyperventilation tardive (celle des 3e et 4e minutes d'inhalation) est due à des phénomènes secondaires d'interprétation complexe (se reporter au texte).

dictoires, la variation de ventilation étant toujours faible, quelquefois opposée à ce qu'on attendait. Par exemple, l'inhalation prolongée d'oxygène pur par un sujet au repos augmente le débit ventilatoire. Au point de vue méthodologique, si l'on se propose de rechercher l'existence d'un stimulus oxygène ventilatoire, cette façon de procéder est incorrecte, car elle néglige le facteur temps. En effet, dans les conditions d'une inhalation prolongée pendant plusieurs minutes d'un mélange hyperoxique on laisse à l'organisme le temps d'approcher un nouvel équilibre, tel que la réaction ventilatoire soit modérée, et d'autre part, quel que soit l'effet ventilatoire, il n'est pas simplement interprétable en termes de stimulus oxygène de la ventilation. Dans le nouvel état d'équilibre provoqué par le changement

d'oxygénation de l'organisme, il existe, en plus d'un changement du stimulus oxygène ventilatoire, une éventuelle variation de l'intensité du métabolisme anaérobique, un changement par effet Haldane de la pression du gaz carbonique du sang veineux, donc des tissus, un changement des circulations locales notamment cérébrales, enfin des modifications de l'activité cardiaque, des résistances vasculaires et des pressions hydrostatiques artérielles et veineuses, lesquelles peuvent entraîner indirectement des réactions ventilatoires. On sait, par exemple, qu'au cours de l'exercice musculaire intense le débit ventilatoire est moindre en hyperoxie prolongée qu'en normoxie. On ne peut trouver là le moindre argument en faveur de l'existence d'un stimulus oxygène de la ventilation en normoxie, puisque l'hyperoxie prolongée diminue l'intensité du métabolisme anaérobique que comporte un exercice musculaire intense, donc la production de métabolites acides, tel l'acide lactique, et qu'enfin dans ces conditions, le pH artériel est plus élevé; or, ventilation et pH varient en sens contraire. Il ressort donc de cet exemple, comme des considérations précédentes, qu'il est impossible d'étudier l'hypothèse de l'existence d'un stimulus oxygène de la ventilation en observant les réactions ventilatoires à l'inhalation prolongée d'un mélange hyperoxique.

Par contre, une méthode consistant à étudier les variations de la ventilation au cours de chacun des cycles ventilatoires consécutifs à l'augmentation soudaine de $P_{a O_2}$ (ce qui est réalisé par l'inhalation brusque d'oxygène pur) semble convenir à l'étude de l'existence d'un stimulus oxygène ventilatoire. La variation de ventilation qu'entraîne l'augmentation soudaine de $P_{a O_2}$ est maximale après quelques secondes, ce laps de temps correspondant au délai circulatoire poumons-chémorécepteurs. Si l'inhalation d'oxygène pur est prolongée, interviennent alors des réactions secondaires qui tendent à diminuer les effets perturbateurs de l'hyperoxygénation et qui rendent complexe l'interprétation du changement de la ventilation.

Cette méthode a permis de reconnaître l'existence d'un stimulus oxygène dans maintes circonstances où l'on doutait qu'il fût présent ([2]). On trouvera dans la figure 1 un exemple de l'utilisation de cette méthode qu'on a pu appliquer à de nombreux problèmes de régulation cardioventilatoire ([3]).

([1]) C. Bernard, *Leçons sur les phénomènes de la vie communs aux animaux et aux végétaux*, Paris, 1878.

([2]) P. Dejours, Y. Labrousse, J. Raynaud, F. Girard et A. Teillac, *Stimulus oxygène de la ventilation au repos et au cours de l'exercice musculaire à basse altitude* (50 m), *chez l'Homme* (*Rev. Franç. Et. Clin. Biol.*, 1957, sous presse).

([3]) P. Dejours, J. C. Mithoefer, Y. Labrousse, J. Raynaud et A. Teillac, *Étude de la régulation du débit ventilatoire de l'exercice musculaire* (*XX*e *Congrès Intern. de Physiol.*, Bruxelles, 1956, p. 227-228).

PHYSIOLOGIE. — *Enregistrement intracellulaire de l'activité électrique du ventricule de Roussette* (Scyliorhinus Canicula *Linné*). Note de MM. Yves-Michel Gargouïl et Édouard Coraboeuf, présentée par M. Léon Binet.

L'enregistrement intracellulaire de l'activité électrique des tissus cardiaques a, depuis 1949 ([1]), été réalisé chez de nombreux animaux.

Ces études ont fait apparaître des caractères communs à tous les enregistrements normaux, mais aussi un certain nombre de traits particuliers à une espèce, ou, chez une même espèce, à un tissu déterminé.

Le trait commun le plus général est l'existence d'un potentiel d'action monophasique, composé d'une phase ascendante brève plus ou moins individualisée (pointe), suivie d'un plateau très durable ayant les caractères d'un potentiel consécutif négatif de grande amplitude (*r*). Les divergences portent peu sur la pointe, beaucoup au contraire sur le plateau qui peut varier, d'un cas à l'autre, en amplitude, en durée et par sa silhouette générale.

Chez le Chien par exemple, le potentiel d'action ventriculaire offre un plateau très ample et de type « rectangulaire », c'est-à-dire qu'il tend à se maintenir assez longtemps à un niveau élevé, pour disparaître ensuite brutalement. Chez le même animal, le potentiel d'action du tissu conducteur offre un plateau plus long, mais moins ample, laissant apparaître la pointe et présentant ainsi un décours « sigmoïde ». Le potentiel auriculaire enfin montre un plateau pratiquement triangulaire.

Chez le Cobaye, le Spermophile et chez les Batraciens (Grenouille) la dépolarisation ventriculaire offre un décours du même type (rectangulaire) que chez le Chien; chez le Rat au contraire, il est du type triangulaire sans qu'on sache encore bien à quoi attribuer ces différences. L'hypothermie laisse apparaître d'autres particularités ([3]), ([4]). Elle amène, chez le Rat, un décours sigmoïde qui ne se manifeste pas chez un animal aussi voisin du Rat que le Cobaye.

Peu d'études de l'activité électrique du cœur par voie transmembranaire semblent avoir été jusqu'ici réalisés chez les Poissons. Aussi avons-nous cherché, au cours d'un séjour au Laboratoire Arago, de Banyuls-sur-mer, à obtenir des tracés de l'activité ventriculaire de la Roussette (*Scyliorhinus Canicula* Linné) à différentes températures, afin de les comparer à ceux obtenus dans les mêmes conditions chez des Mammifères tels que le Cobaye, le Rat et le Spermophile ([3]), ([4]).

La Roussette a été choisie pour des raisons de commodité locale d'approvisionnement et aussi parce que ce squale a déjà été utilisé par différents auteurs pour des études électrocardiographiques à l'aide d'électrodes

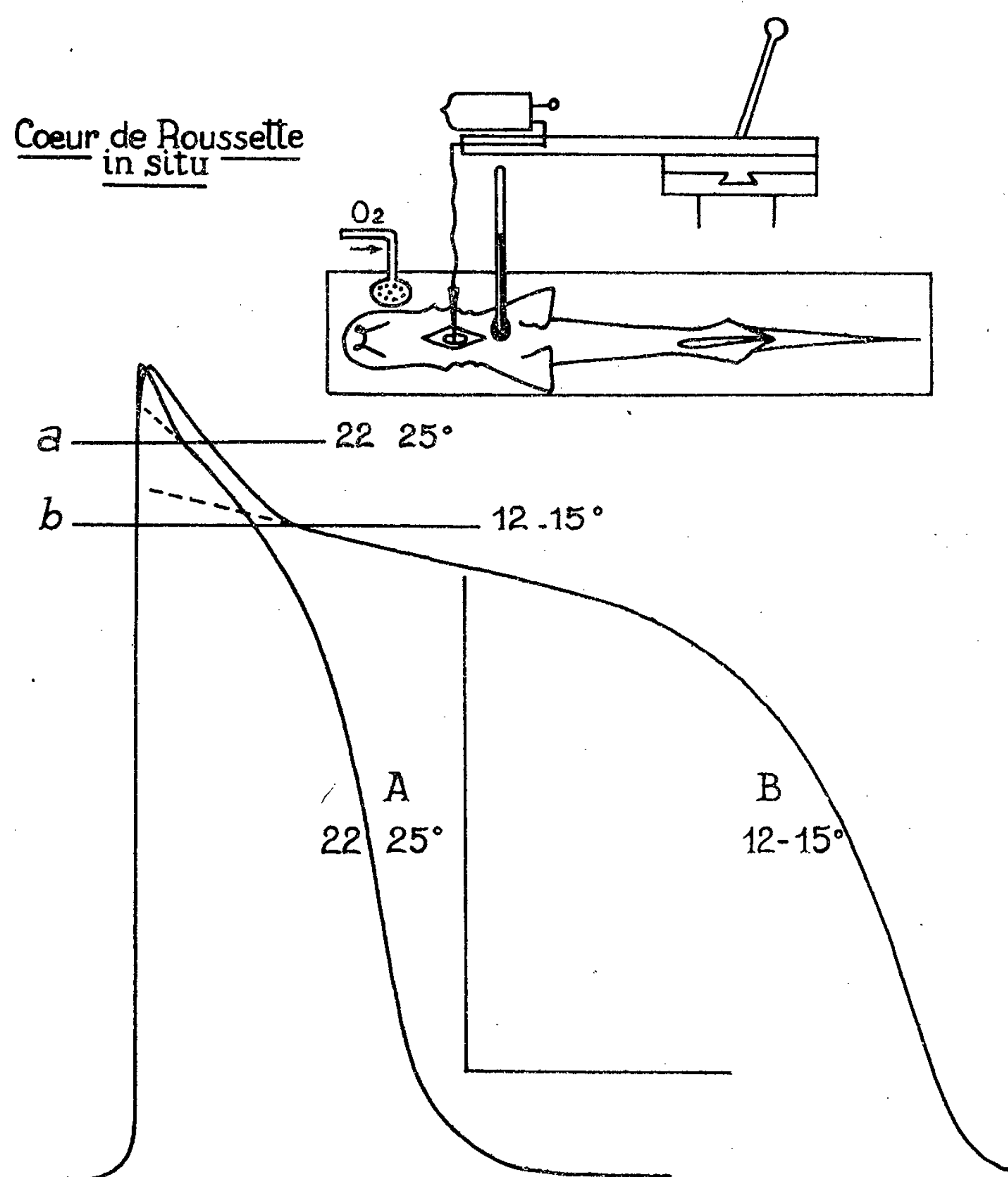
externes du type classique [Rybak ([5]), Gastaud ([6])]. La technique d'enregistrement est semblable à celle utilisée au cours des précédentes recherches. Les microélectrodes sont du type « flottant », de Woodbury, c'est-à-dire que l'extrémité des pointes est seule conservée, et montée sur un très fin fil d'argent assez long et assez souple pour pouvoir suivre les mouvements du tissu interrogé. Les animaux sont anesthésiés par addition d'uréthane à l'eau de mer. Ils sont d'abord immergés dans une première solution à 10 g/l, puis dans une solution « d'entretien » à 1,3 g/l, dans laquelle ils demeurent tout au long de l'expérience. La respiration spontanée, bien qu'affaiblie, est parfaitement conservée. Par précaution, un léger barbotage d'oxygène est réalisé non loin des ouïes. Les animaux sont placés sur le dos, le cœur est mis à nu par incision médiane de la région précordiale. Ils peuvent demeurer ainsi en excellent état pendant des heures (6 à 8 h). Les animaux sont, ou maintenus à la température de la pièce, aux environs de 22 à 25°, ou refroidis par maintien du bac de contention en chambre froide pendant 30 à 45 mn. Ils sont alors amenés à une température de 10 à 12° environ. Les mesures dites à basse température sont effectuées au cours du lent réchauffement spontané de l'animal, replacé à la température normale. La pénétration des microélectrodes dans les différents tissus s'est révélée relativement difficile. Les premières expériences [effectuées en collaboration avec B. Rybak, sur le cœur isolé et étalé (résultats non publiés)] ne nous ont permis d'obtenir que des tracés d'assez faible amplitude, tant sur le tissu ventriculaire que sur les tissus auriculaire ou valvulaires.

Le premier de ces tissus étant de loin le plus facile à pénétrer, nous nous sommes dans la suite, limités, pour l'étude de l'activité du cœur *in situ*, à l'enregistrement de l'activité ventriculaire.

Le tracé A de la figure représente une des réponses obtenues par enregistrement intracellulaire à la température de la salle. On remarque que le potentiel d'action présente un décours classique avec un décrochement à la partie initiale de la repolarisation, décrochement qui permet de diviser cette dernière en une première partie rapide et une seconde plus lente. La seconde partie correspond au plateau proprement dit. L'ensemble du potentiel d'action rappelle les tracés obtenus sur le Spermophile à partir de 25° et sur le Rat à partir de 29°. Le plateau présente ici une amplitude qui n'est pas maximum, puisque son point de raccordement avec la phase rapide se situe au niveau de la ligne horizontale *a*.

Le tracé B représente un potentiel d'action obtenu à une température inférieure à la première d'une dizaine de degrés. Le potentiel d'action est évidemment nettement plus long (1,48 s au lieu de 0,53) mais surtout le niveau du décrochement est situé plus bas, c'est-à-dire que la hauteur du plateau a diminué. Ceci est conforme à ce qui a été précédemment

enregistré sur certains autres tissus (tissu ventriculaire de Rat et de Spermophile) alors qu'aucun phénomène de ce genre ne semble apparaître chez d'autres espèces (Cobaye, Grenouille, Tortue). La même baisse de l'amplitude du plateau par refroidissement apparaît également sur certains tracés obtenus sur le tissu de Purkinje du cœur de Chien ([7]).



Potentiels d'action de tissu ventriculaire de Roussette (*Scyliorhinus Canicula* Linné) enregistrés à deux températures différentes.
On note en particulier la différence d'amplitude du plateau, notablement plus petit à basse température (trait horizontal *b* au lieu de *a*).

Ce comportement particulier de la réponse électrique cardiaque en fonction de la température apparaît lié au métabolisme particulier à chaque espèce. Cette question, encore obscure exige la poursuite de recherches actuellement en cours.

(1) É. Coraboeuf et S. Weidmann, *C. R. Soc. Biol.*, 143, 1949, p. 1360.
(2) É. Coraboeuf, R. Distel et J. Boistel, *Congrès de Microphysiologie*, Paris, juillet 1955.
(3) É. Coraboeuf, Ch. Kayser et Y. M. Gargouïl, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1673.
(4) Ch. Kayser, É. Coraboeuf et Y. M. Gargouïl, *C. R. Soc. Biol.*, 150, 1956, p. 1789.

(5) B. Rybak, M. Becuwe et P. Becuwe, *Experientia*, 13, 1957, p. 91.
(6) J. M. Gastaud, Communication personnelle.
(7) É. Coraboeuf et S. Weidmann, *Helv. Physiol. et Pharmacol. Acta*, 12, 1954, p. 32.

PHYSIOLOGIE. — *Influence de la température et de la réexposition sur le comportement de la Souris exposée à un stimulus thermoalgésique.* Note de MM. **Joseph Jacob** et **Mladen Blozovski**, transmise par M. Jacques Tréfouël.

L'augmentation d'intensité d'un stimulus thermoalgésique entraîne, chez la Souris, la substitition progressive d'un réaction de fuite (saut) à une réaction de défense locale (lèchement). Il en est de même pour la réexposition de l'animal. Ces modifications de comportement se prêtent à des déterminations quantitatives. Elles se sont présentées chez toutes les souches étudiées.

Les variantes (1) de la méthode algésimétrique de la plaque chauffante de Woolfe et Mac Donald (2) diffèrent, entre autres, par la réaction de la souris choisie comme test. Les réactions les plus nettes : lèchement, saut désordonné ou ajusté, ne sont pas, *a priori*, équivalentes; le lèchement est une réaction de défense ou d'adaptation locale, le saut est une réaction de fuite, et le saut « ajusté » implique la recherche et la résolution d'un problème imposé par une situation nouvelle et périlleuse. Nous décrivons ici certaines des conditions d'apparition de ces différentes réactions.

Méthode. — Les essais ont été réalisés sur des groupes de 20 souris (15-25 g), à la température ambiante de 18-21° C. L'appareillage comportait un cylindre de verre sans fond ($d = 13$ cm; $h = 17$ cm) placé sur un bac en zinc plongeant dans un thermostat à eau. Les souris étaient exposées individuellement pendant 45 s ou jusqu'à réalisation d'un saut ajusté. Chaque souris a été exposée trois fois à des intervalles de 5 mn, une quatrième fois 24 h après. On a mesuré en secondes les temps d'apparition : *a.* du lèchement; *b.* du premier saut quelconque et *c.* du saut sur le bord du cylindre (saut ajusté).

Résultats. — 1° *Influence de la température sur le comportement des souris au cours de la première exposition au stimulus thermoalgésique* (*fig.* 1).

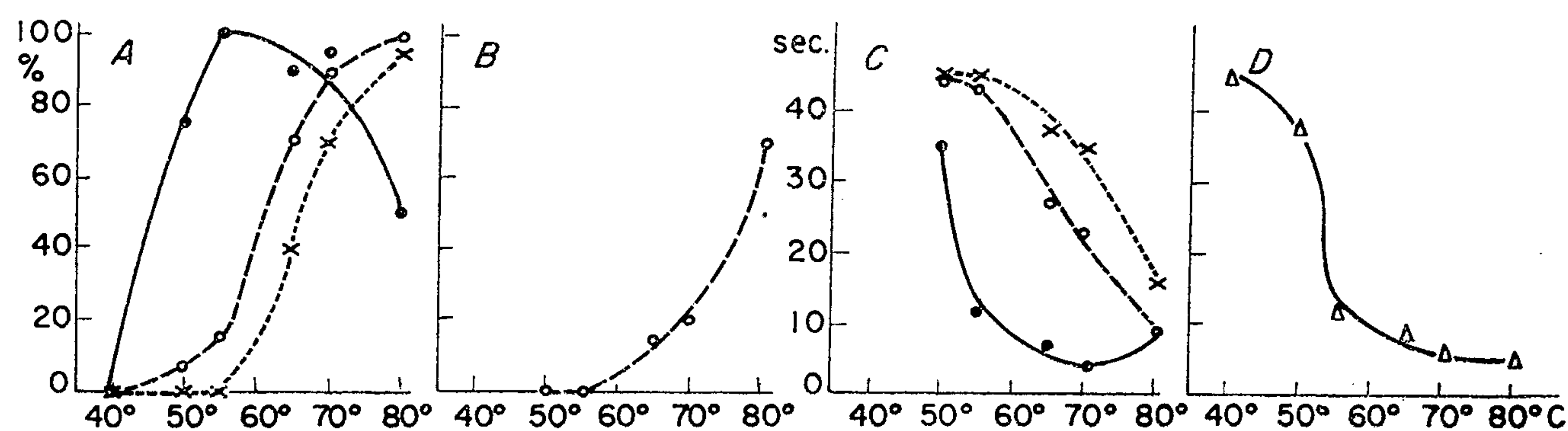


Fig. 1. — Influence de la température. En abscisses : température. En ordonnées : A, % des animaux présentant la réaction considérée; B, % des animaux présentant le saut comme première réaction; C, temps moyen des réactions (pour les bonds : cut-off de 45 s; pour le lèchement : moyennes vraies des lèchements présents); D, temps moyens de la première réaction (cut-off. 45 s) ● lèchement; ○ saut; × saut ajusté.

— A 40° C, l'activité des souris (souche B. C. G.) est uniquement exploratrice ([2]); à 50° C la majorité des animaux, et, à 55° C, tous se lèchent, 10 ou 15 % seulement réagissant par un bond d'ailleurs tardif. Aux températures supérieures, la proportion de souris qui bondissent dans les 45 s s'accroît progressivement jusqu'à 100 % pour 80° C. En outre (*fig.* 1 B), alors qu'à 55° C la première des deux réactions est le lèchement, à 80° C, c'est le bond pour 75 % des souris. Les temps moyens de chacune de ces réactions (*fig.* 1 C) diminuent avec l'élévation de la température, sauf pour le lèchement lorsque la température est portée de 70 à 80° C. Le temps moyen de la première réaction observée (lèchement ou saut) diminue également aussi longtemps que le lèchement prédomine, se stabilise ensuite (*fig.* 1 D).

2° *Influence de la réexposition* (*fig.* 2). — A 40° C, le comportement ne se modifie pratiquement pas. A 50, 55, 65, 70 ou 80° C, la réexposition entraîne : la rétrocession du pourcentage de lèchement, l'accroissement de celui des bonds, la précession du bond sur le lèchement et la diminution

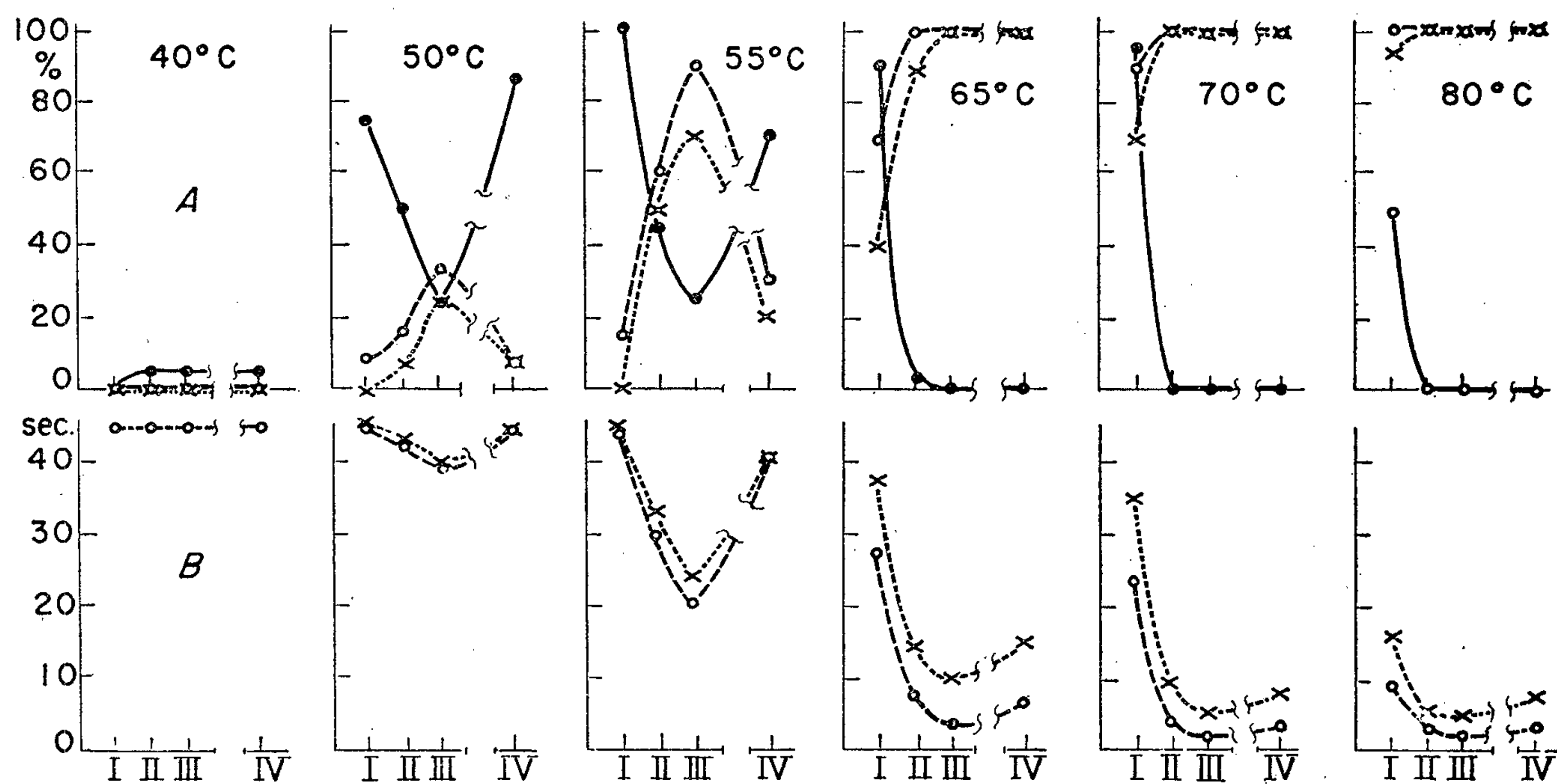


Fig. 2. — Influence de la réexposition. En abscisses : ordre de l'exposition. En ordonnées : en haut, comme A (*fig.* 1); en bas, temps moyen des sauts (cut-off. 45 s). Symboles : cf. *fig.* 1.

des temps de sauts. La figure 2 montre aussi la progression des effets de réexposition en fonction de la température; la précession du bond sur le lèchement, non illustrée, est incomplète après trois expositions pour 50 et 55° C, complète à la troisième exposition pour 65° C, et complète à la deuxième exposition pour 70 et 80° C. Ces modifications du comportement sont réversibles dans les 24 h pour 50° C, partiellement réversibles pour 55° C et peu ou pas du tout pour 65, 70 et 80° C.

3° *Influence de la souche utilisée.* — Les phénomènes décrits avec la souche B. C. G. ont été également observés avec d'autres souches, mais leurs modalités quantitatives peuvent alors varier. Un exemple est donné dans la figure 3 : à 55° C les souris de souche T_r sont moins influencées par deux réexpositions que les souris B. C. G., mais à 65° les différences s'amenuisent. Les souris T_r se caractérisent aussi par une remarquable constance des temps de lèchement.

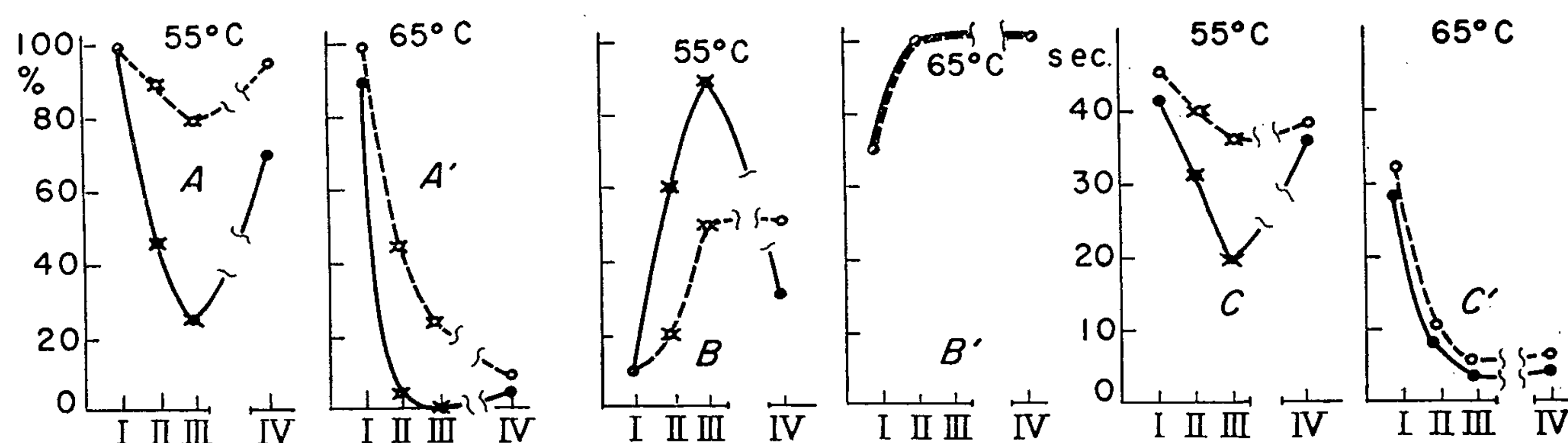


Fig. 3. — Comparaison entre deux souches. ●—● B. C. G. ○···○ Tr. En abscisses : ordre de l'exposition; en ordonnées AA′, % de souris se léchant; BB′, % de souris sautant; CC′, temps de saut (cut-off. 45 s); ✶ différences significatives pour $p = 0{,}0027$.

Saut et saut ajusté. — Le saut ajusté évolue dans l'ensemble, avec un léger décalage, comme le premier saut (*fig.* 1 et 2). La proportion des souris qui réalisent, dès le premier bond, un saut ajusté n'a pas été modifiée de façon significative par l'élévation de température ou les deux réexpositions.

En somme, l'élévation de température entraîne, d'abord l'apparition du lèchement, puis celle du saut, et enfin la substitution du saut au lèchement. Ce dernier phénomène peut être interprété, soit par la stimulation de récepteurs différents — thermiques d'abord, nociceptifs ensuite — dont dépendraient des réactions propres, lèchement d'une part, fuite de l'autre, soit par une transformation de la réponse à une stimulation croissante de nocicepteurs. La réexposition à température convenable provoque aussi la substitution du saut au lèchement; il peut alors s'agir du développement d'une hyperalgésie (ou d'une facilitation) périphérique ou (et) médullaire ou (et) supramédullaire, mais on ne peut s'empêcher de penser aussi à un phénomène d'apprentissage.

Cette transformation du comportement de la souris lors des réexpositions présente surtout l'intérêt de se prêter à des mesures objectives et à des recherches expérimentales ultérieures.

(1) J. JACOB, *Actualités pharmacologiques*, 7, 1957, p. 127-171.

(2) G. WOOLFE et A. D. MACDONALD, *J. Pharmacol.*, 80, 1944, p. 300.

PSYCHOPHYSIOLOGIE. — *Étude du phototropisme des Noctuides (Lépidopt.). Mise en évidence et détermination d'un seuil minimum de réaction en différentes lumières monochromatiques.* Note (*) de M. **Claude Dufay**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Il existe un seuil minimum de réaction de valeur différente suivant la longueur d'onde. Sa variation en fonction de celle-ci montre un minimum en bleu (0,40 à 0,50 μ), une augmentation progressive en vert et en jaune (0,50 à 0,60 μ), puis brusque en rouge (0,60 à 0,70 μ) ainsi que dans le proche ultraviolet (0,365 μ).

L'étude de l'influence de la variation de l'éclairement en lumière blanche sur le phototropisme de *Triphæna pronuba* L. a montré l'existence d'un seuil minimum de réaction ([1]) : au-dessus de celui-ci, la proportion de papillons présentant des réactions phototropiques positives reste à peu près constante, supérieure ou égale à 80 %; en dessous, elle baisse rapidement au fur et à mesure que l'éclairement décroît. Cette valeur critique de l'éclairement a été déterminée et est de l'ordre de 0,1 à 0,07 lx.

La même méthode expérimentale nous a servi à procéder à une étude analogue sur la même Noctuelle pour diverses lumières à peu près monochromatiques.

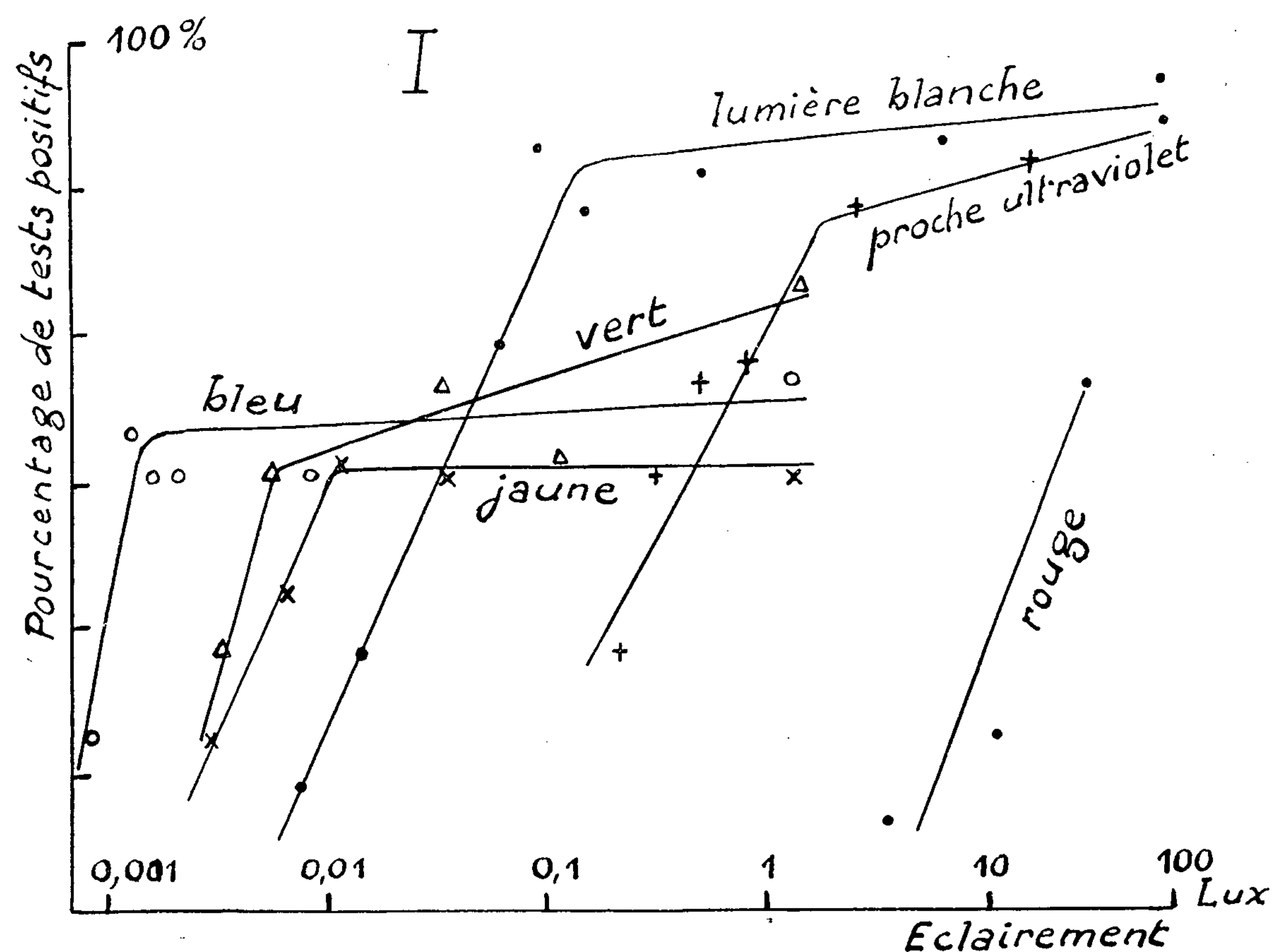
Des filtres colorés laissant passer chacun une bande spectrale bien définie (0,40 à 0,50 μ; 0,50 à 0,55 μ; 0,55 à 0,60 μ; 0,60 à 0,70 μ) sont placés sur le faisceau parallèle provenant d'une lampe à filament de tungstène, et des gélatines neutres, dont les facteurs de transmission diffèrent très peu de 0,45 à 0,70 μ, permettent de faire varier l'éclairement dans le rapport de 1000 à 1. Dans tous les cas un filtre interférentiel arrête les radiations du proche infrarouge.

Pour opérer dans l'ultraviolet ($\lambda = 0{,}365\ \mu$), nous avons remplacé la lampe à incandescence placée au foyer d'une lentille collimatrice, par une lampe à vapeur de mercure au foyer d'un petit télescope cassegrain, donnant un faisceau parallèle de même section; un filtre spécial arrête à peu près tout le visible et ne laisse passer que du proche ultraviolet, avec à peine de violet. Les éclairements obtenus avec l'objectif et le télescope cassegrain ont été comparés avec la même source lumineuse dans le même domaine spectral à l'aide d'une cellule photoélectrique.

L'énergie transportée par les faisceaux de différentes couleurs est mesurée d'autre part avec une pile thermoélectrique en ayant soin d'éliminer le rayonnement infrarouge de longueur d'onde supérieur à 1 μ au moyen d'une cuve d'eau à parois de silice fondue.

Toutes les expériences sont faites à une température comprise entre 19 et 23° et, après une adaptation à l'obscurité de chaque papillon. d'une durée de 5 à 7 h.

Les graphiques de la figure 1 représentent les variations du pourcentage de papillons montrant des réactions phototropiques positives (ou taux de réaction) en fonction de l'éclairement (échelle logarithmique). Celui-ci est exprimé en lux dans le cas de la lumière blanche. Pour les faisceaux colorés, nous avons pris pour mesure de l'éclairement le nombre de lux qui, en lumière blanche, correspondrait au même éclairement énergétique.

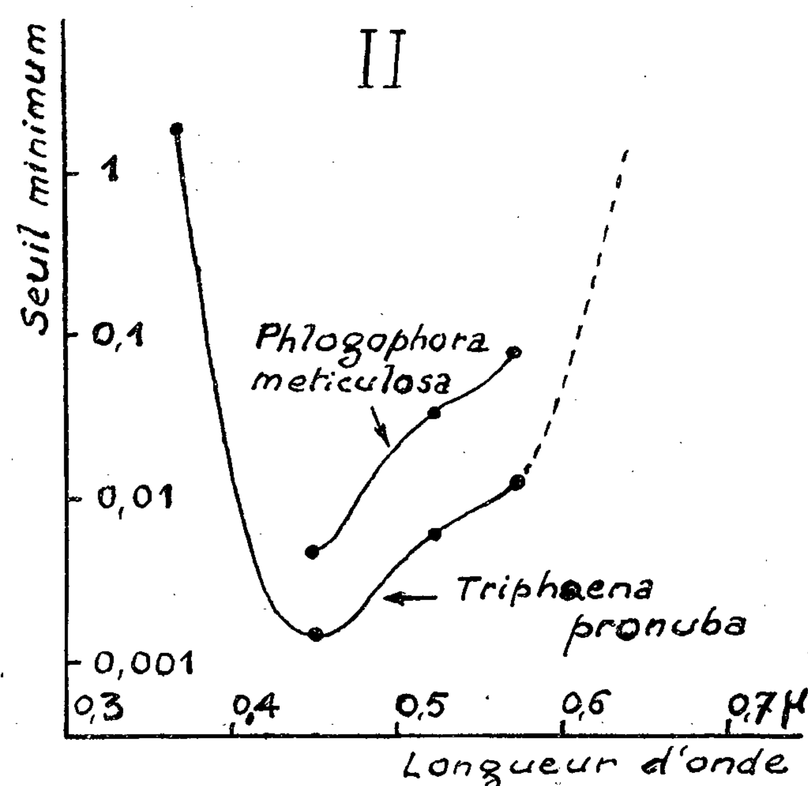


Ces courbes mettent en évidence pour chacune des bandes spectrales étudiées (sauf le rouge) l'existence d'un seuil minimum de réaction. Celui-ci correspond à un éclairement énergétique particulièrement faible en lumière bleue (environ 60 fois plus petit qu'en lumière blanche). En vert et en jaune, les seuils, peu différents l'un de l'autre, sont aussi plus petits qu'en lumière blanche (respectivement 16 et 10 fois plus petit environ). Dans le proche ultraviolet, au contraire, le seuil correspond à une énergie bien plus grande qu'en lumière blanche (plus de 20 fois). Enfin, en lumière rouge, où aucun seuil n'apparaît les points obtenus semblent indiquer qu'on se trouve encore, pour tous les éclairements utilisés, au-dessous du seuil qui pourrait être 250 fois plus élevé qu'en lumière blanche.

La figure 2 montre les variations du seuil minimum de réaction en fonction de la longueur d'onde.

Les variations du temps de latence moyen en fonction de l'éclairement dans chaque couleur ne montrent pas de résultats aussi cohérents. Il semble cependant que ce temps de latence moyen soit à peu près constant pour

les éclairements supérieurs au seuil minimum de réaction et devienne bien plus grand pour les éclairements plus faibles. Il pourrait passer par un minimum quand la valeur de l'éclairement est celle du seuil minimum de réaction.



Des résultats tout à fait analogues ont été obtenus avec une autre Noctuelle, d'une sous-famille différente : *Phlogophora meticulosa* L. En lumière blanche, l'éclairement correspondant au seuil minimum de réaction est du même ordre de grandeur que pour *Triphæna pronuba* L. : environ 0,045 lx au lieu de 0,07 à 0,1 lx. En comparant les énergies relatives aux seuils en différentes couleurs à celle du seuil en lumière blanche, nous trouvons les rapports suivants : bleu, huit fois plus petite, vert à peu près une fois et demi plus petite, jaune près de deux fois plus grande. Enfin aucun phototropisme n'a été constaté dans le rouge, du moins aux éclairements réalisés.

(*) Séance du 18 novembre 1957.
(1) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1153.

HISTOLOGIE. — *Un noyau particulier dans la formation réticulée bulbaire de quatre Poissons électriques appartenant à la famille des Gymnotidæ.* Note (*) de M. **Thomas Szabo**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Des expériences physiologiques (1), (2), (3), (4), (5) et des examens histologiques (6), (7) ont prouvé que la structure bulbaire d'un grand nombre de Poissons électriques est pourvue d'une agglomération cellulaire, qui joue le

rôle de centre commandant leurs organes électriques. Dans l'intention de généraliser l'idée selon laquelle tous les Poissons électriques posséderaient une telle structure particulière dans le bulbe, nous avons examiné quatre types de Poissons électriques de la famille des Gymnotidæ ([8]), ([9]), ([10]), ([11]) dont le système nerveux central n'avait pas encore (sauf pour le, *Gymnotus carapo*) ([11]) été l'objet d'observations histologiques.

M. le docteur Boeseman au Rijksmuseum de Leiden et M. le Directeur du Vivarium au Muséum d'Histoire naturelle de Paris, ont mis à notre disposition ce matériel rare.

Dans le bulbe de chacun des quatre Gymnotidæ examinés *Gymnotus carapo*, *Sternopygus macrurus*, *Eigenmannia virescens*, *Steatogenys elegans*, nous avons découvert une agglomération cellulaire qui se situe invariablement au niveau du lobe sensitif du nerf facial. C'est un véritable noyau bulbaire faisant partie de la substance réticulée rhombencéphalique dont la structure, chez les Téléostéens au moins, est justement caractérisée par le manque de groupes bien compacts de cellules.

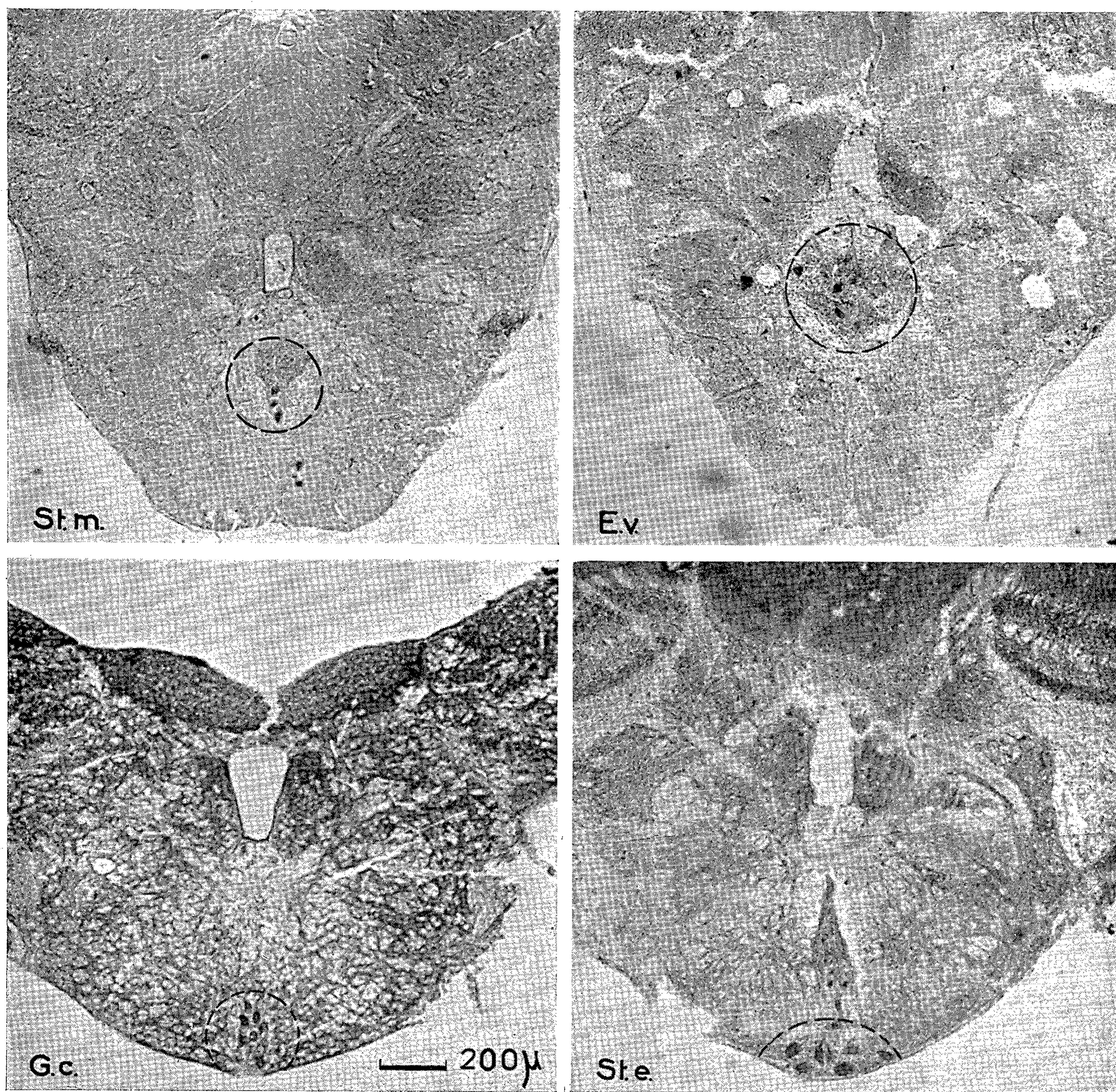
Ce noyau réticulé (n. r.) possède quelques particularités propres à chacune des quatre espèces (*voir* figure) :

1° Chez le *Gymnotus carapo* (G. c.). il se présente comme un noyau de la ligne médiane, limité juste à la surface ventrale. Notons que son existence avait déjà été signalée par Couceiro ([11]).

2° Le n. r. de *Sternopygus macrurus* (St. m.) et celui de *Eigenmannia virescens* (E. v.) sont situés dans la partie dorsale du faisceau longitudinal médian, insérés entre ses faisceaux symétriques. Dans la première espèce, on y distingue deux parties : une plus importante, dorsale, constituée de cellules moyennes, et une ventrale constituée de cellules à plus gros diamètres.

3° Le n. r. de *Steatogenys elegans* (St. e.) ressemble beaucoup à celui de l'*Electrophorus electricus*, décrit par Couceiro et Fessard ([1]) : les très grands neurones qui le constituent sont en position extrême ventrale, et accompagnés dorsalement par des éléments moyens enveloppés d'un réseau caractéristique de fibres. Cette similitude est d'autant plus surprenante que le *Steatogenys* représente une espèce particulière dans la famille des Gymnotidæ électriques : son organe électrique est constitué par un filament sous-mandibulaire et cette position est bien différente de celle de l'organe de l'*Electrophorus electricus*.

Ainsi, par des méthodes histologiques, nous avons mis en évidence chez quatre Gymnotidæ électriques, un noyau réticulé bulbaire dont l'aspect, la position, la forme et la structure sont analogues, sinon identiques, à ce qui est observé chez les Poissons électriques antérieurement étudiés; il nous semble pouvoir être admis, avant même d'avoir établi le trajet des connexions efférentes, que ce noyau représente, lui aussi, le centre de commande bulbaire des organes électriques.



Quatre coupes transversales montrant le noyau réticulé bulbaire (en cercle pointillé) de *Sternopygus macrurus* (St. m.), de *Eigenmannia virescens* (E. v.), de *Gymnotus carapo* (G. c.) et de *Steatogenys elegans* (St. e.). Imprégn. arg. Reumont. La mauvaise qualité des préparations est due à la conservation très longue du matériel dans l'alcool (plusieurs dizaines d'années).

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) A. Couceiro et A. Fessard, *Neurobiologia*, 16, 1953, p. 289.

(2) A. Fessard et Th. Szabo, *J. Physiol.*, 45, 1953, p. 114.

(3) D. Albe-Fessard et Th. Szabo, *C. R. Soc. Biol.*, 149, 1955, p. 459.

(4) Th. Szabo, *J. Physiol.*, 47, 1955, p. 283.

(5) A. Couceiro, A. Lão et G. Oliveira-Castro, *Ac. Brasil. Ci.*, 27, 1955, p. 323.

(6) Th. Szabo, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1265.

(7) Th. Szabo, *Arch. Anat. micr.*, 41, 1957, p. 81.

(8) M. M. Ellis, *Mem. Carnegie Museum of Pittsburgh*, 6, 1913, p. 109.

(9) C. W. Coates, M. Altamirano et H. Grundfest, *Science*, 120, 1954, p. 845.

(10) A. Lowrey, *J. Morph.*, 24, 1914, p. 685.

(11) A. Couceiro, A. Lão et F. Almeida, *Ac. Brasil. Ci.*, 27, 1955, p. 33.

(Laboratoire de Neurophysiologie générale du Collège de France.)

BIOLOGIE. — *Inhibition de l'activité mitotique, dans l'épithélium cornéen du Rat, par quelques dérivés de la phénothiazine.* Note (*) de MM. **Afonso L. Ferreira** et **Lucien Lison**, présentée par M. Robert Courrier.

Nous avons observé que quelques dérivés de la phénothiazine, doués d'activité ganglioplégique, inhibent de façon extrêmement marquée l'activité mitotique dans l'épithélium cornéen du Rat.

Nos expériences ont porté sur 64 mâles adultes, d'un poids de $169 \pm 3,4$ g pour les animaux témoins et de $165 \pm 3,8$ g pour les animaux traités. Chaque groupe expérimental a été composé de quatre animaux témoins et de quatre animaux traités, ayant reçu une injection intrapéritonéale d'un mélange de chlorhydrate de chloro-3 (diméthylamino-3′ propyl)-10 phénothiazine et de chlorhydrate de N (diméthylamino-2′ méthyl-2′ éthyl) dibenzoparathiazine, correspondant à 5 mg de base active pour chaque produit.

Tous les animaux d'un groupe ont été sacrifiés en même temps par inhalation d'éther. Les globes oculaires ont été immédiatement fixés pendant 24 h par l'alcool-formol-acide acétique 85:10:5. Ensuite, les cornées ont été isolées, par découpage au niveau du limbe, colorées « in toto » par la réaction de Feulgen suivant les modalités indiquées par L. Lison (1), incisées par quatre traits radiaires de bistouri, perpendiculaires entre eux mais n'atteignant pas le centre, et après déshydratation et éclaircissement, montées au baume du Canada entre lame et lamelle, l'épithélium cornéen au-dessus. Cette technique nous a donné des résultats supérieurs à celle proposée par H. Gay et B. Kaufmann (2) pour l'étude de ce matériel, et permet une étude très commode des mitoses. Dans chaque préparation, les mitoses ont été comptées dans 100 champs du microscope (25 champs dans chaque quadrant de la cornée), sous objectif à immersion, en s'aidant d'un disque micrométrique oculaire quadrillé. La surface effective d'un champ correspond à un carré de 125 μ de côté.

Les huit groupes expérimentaux ont été sacrifiés à des intervalles variant de 10 mn à 8 h après l'injection. Les résultats des numérations sont indiqués

dans le tableau ci-dessous. Les valeurs des colonnes III et IV représentent la moyenne du nombre de mitoses pour 100 champs, calculées à partir des quatre animaux constituant le groupe, suivie de l'erreur type de cette moyenne. Pour l'évaluation des résultats, il est nécessaire de comparer les animaux traités à des contrôles sacrifiés en même temps; en effet, le rythme mitotique est soumis à un cycle journalier, d'après W. S. Bullough ([3]), et peut varier suivant le moment de la journée.

La colonne V indique le nombre des mitoses chez les animaux traités, exprimé en pourcentage de celles des animaux contrôles sacrifiés au même moment.

I. Temps d'action.	II. Heure du jour.	III. Contrôles (mitoses pour 100 champs).	IV. Traités (mitoses pour 100 champs).	V. Pourcentage IV/III.
10 mn..........	11 h 15	735 ± 73	310 ± 30	42,2
20	12 00	790 ± 55	432 ± 53	54,7
40	17 10	337 ± 66	34 ± 8	10,0
80	18 20	419 ± 38	20 ± 20	4,7
2 h...........	11 15	585 ± 75	27 ± 12	4,6
4	12 45	533 ± 62	19 ± 14	3,6
6	15 00	441 ± 11	1 ± 1	0,2
8	16 40	431 ± 13	65 ± 40	15,1

L'examen du tableau montre clairement que la drogue provoque en 1 h environ la disparition presque complète des mitoses. Le phénomène est très rapide, puisque 10 mn d'action suffisent à faire diminuer approximativement de moitié le nombre de mitoses. Nous n'avons observé, chez les animaux traités, ni picnoses, ni figures mitotiques anormales, ni anomalies nucléaires.

Nos observations peuvent être rapprochées de celles de Decourt et de ses collaborateurs ([4]) sur l'effets mitostatique des dérivés de la phénothiazine sur les racines de végétaux, les Infusoires et les œufs d'Oursins, que l'auteur interprète comme une action « narcobiotique », sur le cytoplasme et sur le noyau. Chez ces organismes, la drogue agit directement sur les cellules. Chez le Mammifère, il n'est pas impossible que d'autres mécanismes interviennent. Nous espérons pouvoir ultérieurement apporter de nouvelles données sur ce sujet.

(*) Séance du 7 octobre 1957.

([1]) *Histochimie et Cytochimie animales*, 1953, 2e éd., Gauthier-Villars, Paris.

([2]) *Stain Technol.*, 25, 1950, p. 209.

([3]) *Proc. Roy. Soc.*, B-135, 1947, p. 212. Observons en passant que le maximum de l'activité mitotiqne diurne chez nos animaux paraît se produire vers midi, alors qu'il se présente vers 14 h chez les animaux étudiés par Bullough. Cette différence peut s'expliquer

par le contraste entre le climat anglais et celui de Ribeirão Prêto, Brésil, où ont été faites nos expériences.

(4) Ph. Decourt, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1195.

(5) Ph. Decourt et G. Anguera, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1445.

(6) Ph. Decourt, G. Anguera et R. Grenat, *Comptes rendus*, 238, 1953, p. 1109.

(7) Ph. Decourt, G. Anguera et G. Deysson, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1535.

BIOLOGIE. — *Évolution du volume nucléaire du pancréas exocrine du Rat pendant le développement postnatal.* Note (*) de M. **Antonio Sesso**, présentée par M. Robert Courrier.

Nous avons étudié le volume nucléaire du pancréas exocrine chez le Rat femelle pendant les 120 premiers jours après la naissance.

Dans des préparations de 10 μ d'épaisseur, de tissus fixés au Susa ou à l'alcool-formol-acétique (85 : 10 : 5), les diamètres de 100 à 200 noyaux pris strictement au hasard ont été mesurés. Les noyaux étant pratiquement sphériques, les volumes ont été calculés par la formule $V = 4/3 \pi R^3$. Comme les variances tendent à varier proportionnellement aux moyennes, l'étude statistique des résultats a été faite, non sur les volumes, mais sur leurs logarithmes, de manière à rendre les résultats homoscédastiques.

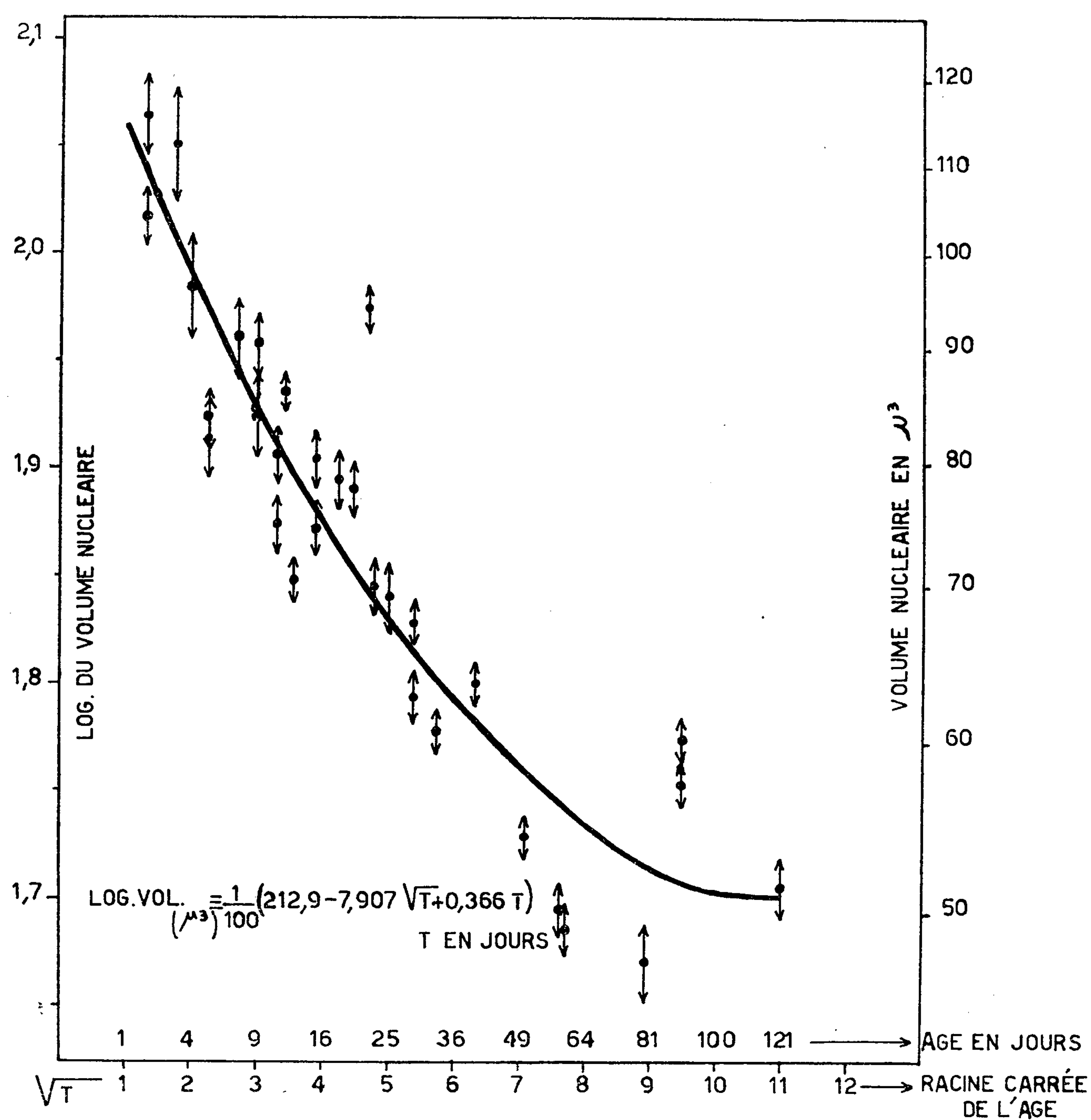
Chez les animaux adultes, les histogrammes des volumes nucléaires sont bimodaux, les valeurs modales correspondant à deux classes nucléaires A et B dont les volumes sont dans la proportion 1 : 2. Les noyaux de la classe B étant toujours en faible proportion, nous avons utilisé seulement les données concernant la classe A.

Nos résultats sont représentés dans le graphique ci-joint. Pour chacun des 31 animaux étudiés, nous avons représenté par un point la moyenne des logarithmes des volumes des noyaux, et par un trait vertical les limites de l'intervalle de confiance de la moyenne pour le coefficient de 95 %. Nous avons porté en abscisses les racines carrées de l'âge, de manière à éviter l'accumulation exagérée des données dans les stades initiaux.

On voit clairement que le volume nucléaire diminue à mesure que l'animal avance en âge, mais d'autant plus lentement qu'il est plus vieux. Le phénomène peut être représenté par la parabole empirique indiquée par un trait plein, que nous avons calculée par la méthode des moindres carrés. Pendant le laps de temps sur lequel ont porté nos observations, le volume nucléaire diminue approximativement de moitié.

Sur des préparations traitées par la réaction de Feulgen, nous avons effectué des dosages histophotométriques de l'acide désoxyribonucléique au moyen de l'histophotomètre de L. Lison (1) et nous avons constaté qu'il n'y a, durant la période étudiée, aucune modification de la teneur moyenne des noyaux. Par conséquent, la variation observée dans le volume nucléaire ne peut pas être rapportée à une variation du matériel chromosomique, suivant le mécanisme de « multiple Succedanteilungen » invoqué

par G. Hertwig [2], selon lequel des mitoses pourraient donner lieu à des cellules-filles douées d'un matériel chromosomique réduit. Elle ne traduit pas non plus l'existence dans les stages jeunes d'un plus grand nombre de cellules en état préprophasique avec matériel chromosomial déjà doublé, puisque dans ce cas, on devrait observer dans ces stades une teneur moyenne plus élevée en acide désoxyribonucléique.



Nous croyons que la diminution progressive du volume nucléaire observée dans notre matériel correspond à un phénomène qui pourrait être plus général : la diminution du volume du noyau dans les cellules sécrétoires lorsque celles-ci subissent la « maturation » cytologique qui les amène à leur état fonctionnel définitif. Dans les premiers jours de la vie, le pancréas du rat ne présente pas les signes classiques d'une activité sécrétoire intense :

grand nombre de grains de sécrétion, abondance de ribonucléines cytoplasmiques, nucléole de grande taille. Ces caractéristiques s'établissent progressivement pendant le premier mois, et surtout à partir du 10e-15e jour. C'est la période pendant laquelle le volume nucléaire diminue rapidement.

Une diminution analogue du volume nucléaire pendant la croissance et la différenciation a été observée dans les cellules hépatiques, chez l'embryon de poulet [C. Keller (3)], chez l'alevin de carpe [B. Schreiber et S. Angeletti (4)] et chez le têtard du crapaud [M. Dussa (5)].

(*) Séance du 7 octobre 1957.
(1) *Acta Anat.*, **10**, 1950, p. 333.
(2) *Z. mikroskop. anat. Forsch.*, **45**, 1939, p. 37.
(3) *Z. Zellforsch.*, **19**, 1933, p. 511.
(4) *Anat. Rec.*, **76**, 1940, p. 431.
(5) *Anatom. Anzeiger.*, **91**, 1941, p. 321.

BIOLOGIE. — *Sur l'action tératogène de l'acide x-méthylfolique chez la Souris.* Note de M. **Herbert Tuchmann-Duplessis** et Mme **Lucette Mercier-Parot**, présentée par M. Robert Courrier.

L'adjonction de 0,5 % d'acide *x*-méthylfolique à un régime normal les 6e, 7e, 8e et 9e jours de la gestation provoque chez la Souris un fort pourcentage d'avortements et 65 % des fœtus vivants présentent des malformations graves. La nocivité de l'acide *x*-méthylfolique est atténuée lorsque le traitement est institué à partir du 7e jour.

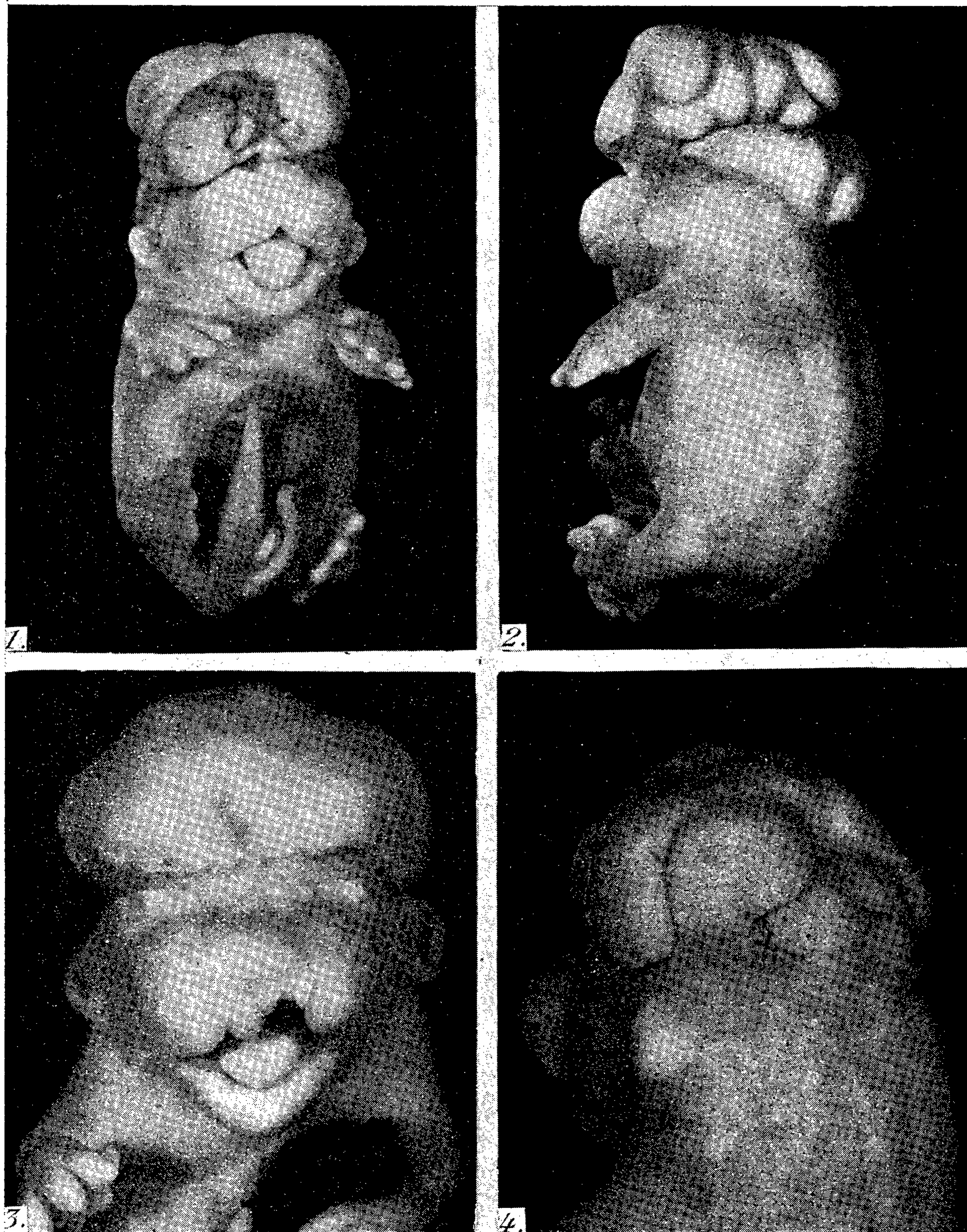
L'acide folique, dont les propriétés antianémiques sont bien connues, semble également jouer un rôle important au cours du développement embryonnaire. En soumettant des Rattes gravides à des régimes alimentaires carencés en acide folique, Giroud et Lefebvres (1) ont observé de nombreuses malformations. L'influence tératogène de la carence folique a pu être précisée grâce à l'utilisation de substances antagonistes de cette vitamine : l'aminoptérine et l'acide *x*-méthylfolique. Avec la dernière substance, Nelson et coll. (2), Tuchmann-Duplessis et coll. (3) ont observé des anomalies nerveuses, squelettiques et viscérales.

Les résultats obtenus chez le Rat nous ont incité à voir si l'action tératogène de l'acide *x*-méthylfolique se manifesterait aussi chez d'autres espèces. Nous rapportons ici nos observations chez la Souris.

Des Souris blanches d'un poids moyen de 20 à 25 g ont été, après l'accouplement, divisées en trois groupes : l'un de 4 souris sert de témoin, un deuxième de 20 souris a été traité pendant quatre jours par l'acide *x*-méthylfolique à partir du 6e jour et un troisième comprenant 7 souris reçoit le même traitement mais seulement à partir du 7e jour. Tous les animaux traités et témoins sont maintenus au régime habituel du laboratoire

comprenant des biscuits du commerce et des grains de blé, additionné d'un peu d'huile de foie de morue.

L'acide x-méthylfolique (des Laboratoires Lederlee, lot n° 7-9436) a été



Fœtus de souris prélevés au 16e jour de la gestation.

1. Exencéphalie et cœlosomie.
2. Même fœtus vu de profil montrant l'extension postérieure de l'exencéphalie.
3. Exencéphalie et bec de lièvre.
4. Vue postérieure d'une exencéphalie.

ajouté à la nourriture à raison de 0,5 %. L'évolution de la gestation est suivie par des frottis vaginaux quotidiens et les animaux ont été sacrifiés entre le 13[e] et le 16[e] jour.

Répercussions de l'acide x-méthylfolique sur la gestation.

Traitement.	Nombre d'animaux.	Avor-tements.	Nombre de fœtus.	Nombre de fœtus anormaux.
Témoins	4	0	22	0
Traités par l'acide *x*-méthylfolique (0,5 %) les 6[e], 7[e], 8[e] et 9[e] jours	20	13	36	20
Traités par l'acide *x*-méthylfolique (0,5 %) les 7[e], 8[e] et 9[e] jours	7	1	35	3

L'acide *x*-méthylfolique a une action tératogène très marquée chez la Souris comme le montre le tableau qui résume les résultats. L'action de cette antivitamine s'avère particulièrement nocive pour les Souris traitées à partir du 6[e] jour de la gestation. En effet, dans ce groupe, plus de 65 % des animaux avortent et le développement des fœtus survivants se trouve fortement perturbé, ils présentent des malformations graves. Celles-ci intéressent le système nerveux central, exencéphalie, les yeux, anophtalmie et microphtalmie, la face, bec de lièvre et le système axial. Trois fœtus ont des cœlosomies. Par ailleurs, les fœtus présentent souvent un œdème généralisé, associé ou non à d'autres malformations.

Le développement est moins perturbé lorsque l'antagoniste n'est donné qu'à partir du 7[e] jour et les malformations obtenues s'avèrent moins fréquentes et moins graves.

Ces résultats montrent que l'acide *x*-méthylfolique a donc également, chez la Souris, une forte action tératogène. Cette antivitamine paraît même plus nocive pour la Souris que pour le Rat, surtout si l'on tient compte de la différence des conditions expérimentales réalisées pour ces deux espèces. En effet, chez le Rat l'acide *x*-méthylfolique avait été incorporé à des régimes synthétiques privés d'acide folique et additionnés de succinylsulfathiazol, sulfamide qui limite la synthèse intestinale de l'acide folique. Les Souris, au contraire, reçoivent l'antivitamine tout en étant maintenues à un régime normal, c'est-à-dire en conservant leur réserve d'acide folique. Il est donc probable que, dans ces conditions, l'action de l'antagoniste se trouve partiellement freinée car il agit en présence de l'acide folique endogène. Néanmoins, malgré les conditions d'action moins favorables que chez le Rat le pourcentage de malformations observées chez la Souris est très élevé.

(1) A. Giroud et J. Lefebvres, *Arch. Franç. Pédiat.*, 8, 1951, p. 648.
(2) M. Nelson, H. V. Wright, C. W. Asling et H. M. Evans, *J. Nutr.*, 56, 1955, p. 349.
(3) H. Tuchmann-Duplessis et J. Lefebvres, *C. R. Ass. Anat.*, 1957 (sous presse).

(*Laboratoire d'embryologie, Faculté de Médecine, Paris.*)

BIOLOGIE. — *Deux cas de gynandromorphisme chez l'Oniscoïde* Armadillidium vulgare *Latreille; interprétation théorique du phénomène.* Note (*) de M. **Jean-Jacques Legrand**, transmise par M. Albert Vandel.

Deux individus présentant des gonades de structure aberrante : en partie ♂ et en partie ♀, avec des mosaïques sexuelles dans les zones de contact des deux tissus, ont été observés au sein d'une population d'*Armadillidium vulgare*. Deux possibilités d'interprétation du gynandromorphisme chez les Oniscoïdes sont proposées.

Dans un lot de 300 individus d'*Armadillidium vulgare* récoltés à Sainte-Maxime (Var) par G. Johnson et par ailleurs au sein d'une portée issue d'une ♀ de même provenance, j'ai trouvé deux individus dont la morphologie externe est voisine de celle de l'intersexué décrit en 1941 [1].

Le premier individu, observé à l'état adulte et conservé en élevage pendant deux mois, était ♀ par l'existence d'ouvertures génitales, la coloration, l'état des péreiopodes et des trois dernières paires de pléopodes. Il a présenté une mue parturiale avec différenciation incomplète des oostégites et absence de ponte. Ses deux premières paires de pléopodes étaient différenciées dans le sens ♂, les endopodites I, totalement différenciés, étant coaptés avec une apophyse génitale.

Le deuxième individu, né au Laboratoire, a été suivi pendant 13 mois. Il présentait trois mois après sa naissance à la fois des ouvertures génitales ♀ et un faible développement des endopodites de la première paire de pléopodes, encadrant une petite apophyse génitale. La coloration est restée femelle, ainsi que l'ensemble des appendices, à l'exception des deux premières paires de pléopodes qui sont d'ailleurs demeurées à un faible degré de différenciation mâle, sans coaptation des endopodites I avec l'apophyse génitale ni différenciation des exopodites. A l'âge de 10 mois cet individu à présenté une mue parturiale avec différenciation complète des oostégites, mais sans ponte.

Les deux individus ont été examinés en coupes sériées. Chez l'un et l'autre les gonades offraient une structure tout à fait anormale et dissymétrique, comportant des parties entièrement ♂, d'autres entièrement ♀ et enfin des zones de contact correspondant à une mosaïque de tissus ♂ et ♀.

Chez le premier individu : la gonade droite présente du côté interne l'aspect d'un testicule, avec trois utricules en pleine activité se raccordant avec une vésicule séminale bourrée de spermatozoïdes, suivie elle-même d'un canal déférent sécrétoire aboutissant à l'apophyse génitale. La gonade gauche comporte également trois utricules testiculaires mais très inégaux. La partie distale de la gonade est normale. Du côté externe chacune des deux gonades offre une partie ovarienne pure, de structure aberrante : il n'y a aucune distinction entre la zone germinative et de maturation, l'ensemble du tissu est constitué d'ovocytes de diamètre ne dépassant pas 80 μ, à noyau énorme et polybé, à cytoplasme totalement dépourvu de vitellus. On observe de rares cellules folliculaires. Cette partie ovarienne ne dépasse pas le niveau du quatrième segment thoracique où, à droite comme à gauche, elle se raccorde avec l'utricule testiculaire distal. La zone de contact, plus étendue à gauche qu'à droite, offre une mosaïque de plages, les unes ♂, les autres ♀ sous forme de petits diverticules séparés, d'autres enfin mixtes, avec généralement des ovocytes à la périphérie et des sperma-

tocytes au centre. Les deux oviductes sont indépendants de la zone ovarienne et semblent se raccorder par de très fins tractus à la vésicule séminale de chaque testicule.

Le deuxième individu présente une dissymétrie encore plus accentuée des gonades : celle de droite est un testicule normal et fonctionnel. L'oviducte droit naît au niveau de la vésicule séminale et est relié à cette dernière par un très fin tractus. La gonade gauche est mixte : sa partie proximale est constituée par un utricule testiculaire ne contenant, au moment de la fixation, que des cellules sertoliennes. Cet utricule se raccorde à une partie ovarienne qui, dans sa zone proximale, lui sert de vésicule séminale et où l'on peut observer côte à côte : de jeunes ovocytes normaux en voie de grand accroissement, des restes d'ovocytes dégénérés par suite de l'absence de ponte trois mois auparavant, des cellules folliculaires entourant les ovocytes et enfin, au centre, une abondante sécrétion agglutinant des paquets de spermatozoïdes et provenant de cellules glandulaires pariétales analogues à celles d'une vésicule séminale normale. Au-delà de cette zone de contact la gonade se prolonge par une partie purement ovarienne reliée à un oviducte normal. La zone germinative comporte quelques très jeunes ovocytes et la zone de maturation uniquement des restes d'ovocytes en voie de lyse. Par ailleurs l'ovaire se prolonge au-delà du segment thoracique 6 par un cordon cellulaire plein, dont la partie distale se renfle en un canal déférent sécrétoire qui aboutit, comme son symétrique, à l'apophyse génitale.

La structure des gonades permet de considérer ces deux individus comme des gynandromorphes en mosaïque. Elle présente certains traits communs — tels que la présence d'utricules ♂ et de canaux déférents branchés sur les ovaires avec l'hermaphrodisme protandrique rudimentaire que j'ai décrit chez *Porcellio dilatatus* ([2]), mais en diffère par le degré de différenciation de la partie ♂ de la gonade et par l'absence de fonctionnement ♀.

L'existence chez les Oniscoïdes d'un mécanisme endocrinien de différenciation sexuelle ayant pour base la sécrétion d'une hormone ♂ par le tissu sertolien du testicule et celle d'une hormone ♀ par le tissu folliculaire ovarien pose chez ces Crustacés un problème comparable à celui du gynandromorphisme chez les Vertébrés. Les modalités du problème diffèrent cependant puisque, chez les Oniscoïdes, chacune des deux hormones a son territoire propre d'action : l'hormone ♀ commande la différenciation des oostégites à la mue qui précède la ponte, mais n'inhibe pas la différenciation des caractères ♂; l'hormone ♂ commande la différenciation du tractus génital ♂ et des appendices et n'agit qu'indirectement sur la formation des oostégites en tarissant à la longue, chez les ♀ ayant reçu un implantat testiculaire, la source d'hormone ♀, par inhibition du développement des follicules ovariens. Il faut donc expliquer pourquoi, en présence de testicules fonctionnels, la différenciation ♂ des appendices n'est cependant que partielle et pourquoi celle des oostégites est-elle possible ? Ce dernier point est comparable au cas des espèces hermaphrodites comme les *Rhyscotidæ* où les gonades ♂ et ♀ fonctionnent simultanément. On peut donc admettre que, chez ces gynandromorphes comme chez les hermaphrodites, les ovocytes, de par leur constitution

génétique, ne sont pas sensibles à l'hormone ♂ ou que celle-ci est absente. La différenciation partielle des variants sexuels ♂ et sa progression extrêmement lente constatée chez le deuxième individu gynandromorphe contraste totalement avec celle d'un jeune ♂ normal ou d'une ♀ ayant reçu un implantat testiculaire. Elle est remarquablement analogue à celle que j'ai décrite chez les ♀ de *Porcellio dilatatus* présentant une masculinisation spontanée des appendices tout en conservant un fonctionnement ovarien normal ([3]). Ce dernier étant inhibé par implantation testiculaire, j'ai admis que la masculinisation spontanée résultait de l'effet local d'endohormones d'origine génique. Ce même schéma peut être appliqué au cas présent des *Armadillidium vulgare* gynandromorphes, à condition d'admettre que le tissu sertolien des testicules ne secrète pas d'hormones chez ces individus. Cette hypothèse est conciliable avec la persistance d'un fonctionnement ovarien endocrine qui s'est traduit par la différenciation d'oostégites. Cette première interprétation possible du gynandromorphisme des Oniscoïdes, qui admet que la différenciation sexuelle ♂ — la seule permanente — est de nature territoriale et génique, rejoint le schéma admis chez les Insectes et chez les Crustacés Décapodes (Veillet, 1945). Un deuxième schéma est possible : en présence d'hormone ♂ circulante les divers territoires du gynandromorphe se différencieraient en fonction de leur constitution génétique anormale, ni réellement ♂ ni réellement ♀. Seule une étude expérimentale par implantation de gonades gynandromorphes à des ♀ normales et de testicules de ♂ normaux à des gynandromorphes peut résoudre cette question. Cette étude est actuellement en cours.

(*) Séance du 18 novembre 1957.
(1) *Comptes rendus*, **213**, 1941, p. 808.
(2) *Comptes rendus*, **224**, 1947, p. 1029.
(3) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1565.

BIOLOGIE MARINE. — *Plancton observé durant trois plongées en bathyscaphe au large de Toulon.* Note (*) de M. **Francis Bernard**, présentée par M. Louis Fage.

Le zooplancton matinal offre un maximum très net de densité dans les couches moyennes (200 à 900 m), et devient rare entre 900 et 2 000 m. En plus des animaux, les amas de *Coccolithus* (Flagellés calcaires) sont très souvent visibles du bathyscaphe.

Malgré son intérêt, une seule plongée en bathyscaphe ne représente qu'un sondage isolé dans l'immensité marine : on ne peut en généraliser les observations sans grave imprudence. Aussi avons-nous fait trois

descentes sensiblement au même point, à 9 milles au Sud du Cap Sicié (Toulon), toutes à la saison chaude et avant midi, par fonds de 2120 à 2 290 m. Le tableau ci-dessous en précise les éléments.

La vitesse de plongée, réduite au minimum possible, s'est maintenue habituellement entre 16 et 19 cm/s, soit une dizaine de mètres par minute. A cette vitesse, on peut essayer de compter, à intervalles réguliers, le nombre de petits animaux aperçus par seconde.

200 à 350 semblables dénombrements, soit un tous les 8 m en moyenne, ont pu être effectués à chaque descente. Le nombre d'animaux vus (en majorité petits Copépodes, taille allant jusqu'à 25 cm pour de rares Poissons) varie de 0 à près de 600. Pour évaluer les nombres supérieurs à 10, un cache, masquant les 4/5e ou les 19/20e du hublot a été employé. D'après l'ingénieur Willm, le phare utilisé avait une puissance de 1000 W, dont 100 efficaces, et devait éclairer la mer sur une épaisseur moyenne de 6 m et suivant un cône d'angle 27°. Le volume ainsi éclairé, variable selon l'opacité de l'eau, est en moyenne de 5,5 m^3, et entièrement visible à travers le hublot. Le nombre d'animaux par mètre cube varierait donc de 0 à 100, avec une moyenne générale de 10, chiffres du même ordre que ceux résultant des pêches au filet fin en Méditerranée.

Pareil essai quantitatif ([1]) a déjà fait l'objet de critiques méritées, notamment par G. Trégouboff (1955) ([2]). Notre procédé est imprécis, bien entendu, mais, pour des nombres variant de 0 à 600, des erreurs de 10 à 30 % dans les évaluations permettent néanmoins de distinguer les couches pauvres en plancton des couches fertiles, ce qui était l'un des buts poursuivis. Aux deux premières plongées, le seston et les petits cadavres, rares ou peu abondants, ne causaient pas de confusions notables. A la plongée du 18 septembre, le mistral violent des jours précédents (vent d'Ouest venant de la côte) avait enrichi l'eau en détritus, auxquels s'ajoutait, surtout au-dessous de 1900 m, de la vase en suspension. Toutefois, l'expérience acquise auparavant m'a servi à éliminer des numérations la plupart des particules inertes.

Sans aucun doute, il y a des couches très riches en zooplancton, surtout à partir de 200 m et jusqu'à 900 m de profondeur. Plus bas, la densité est presque toujours faible de 900 à 2 000 m, un peu plus grande çà et là entre 2 000 m et le fond. Les genres identifiables aperçus dans cette dernière zone, abyssale, comprennent des formes benthoniques (Gammariens, Caprelliens, Annélides, etc.) sauf dans un courant parallèle au fond, dont la vitesse est d'une fraction de nœud et l'épaisseur de 20 m au maximum.

Entre les essaims successifs de petits animaux s'intercalent des couches dont le peuplement, au moins dans les quelques mètres visibles, est très faible ou nul. Le tableau montre que ces régions presque azoïques étaient

cinq fois plus fréquentes le 31 mai 1955, jour où les zones riches étaient plus concentrées en profondeur (650 à 910 m). Pour expliquer cela, il faut tenir compte des dates et heures de plongée. Fin mai, le soleil se lève bien plus tôt qu'à mi-septembre, et la descente commençait 1 h plus tard : la distribution observée est ainsi d'un type franchement diurne. Celles de septembre gardent, en partie au moins, un type nocturne, plus étalé vers la surface, surtout le 8 entre 150 et 500 m. Le 18, la couche riche ne commence qu'à 260 m, peut-être parce que le plancton a fui la surface, troublée par 5 jours de violent mistral.

	Dates et heures des plongées :		
	31 mai 1955 à 9 h 04.	10 septembre 1957 à 8 h 03.	18 septembre 1957 à 6 h 47.
Point de plongée (1).....	42°54'3" N 5°52'7" E	42°53'5" N 5°51'3" E	42°53'31" N 5°49'52" E
Profondeur.............	2 120 m	2 150 m	2 290 m
Heure d'arrivée au fond...	12 h 08	11 h 43	11 h 02
Salinité (‰)...........	–	500 m : 38,13 600 m : 38,19 1 000 m : 38,35	400 m : 38,24 600 m : 38,30 1 000 m : 38,24
Nombre total d'animaux dénombrés...........	205	251	349
Dénombrements inférieurs à trois................	24 %	5 %	6 %
Couches les plus riches (100-600 individus) (2).	650 à 910 m	150 à 500 m	260 à 890 m
Densité moyenne dans la zone riche...........	220 individus	210 individus	150 individus
Seston..................	Très rare	Assez commun	Très commun (3)

Nombre total d'individus et couches optima (4) pour :

Rhizophysa (5)..........	24,	530–830 m	23,	200– 500 m	64,	370– 855 m
Méduses (6).............	55,	130–510 m	21,	135– 500 m	30,	240–1 260 m
Gros Copépodes 5 mm....	35,	1 090 au fond	26,	1 070–1 905 m	68,	1 000 m au fond
Cyclothone (7)..........	22,	605–1 010 au fond	70,	510– 792 m	86,	500–915 m
Autres Poissons (8)......	18,	790–1 010 m	39,	410– 576 m	42,	510–790 m

1. Retour en surface à environ 1 mille à l'Ouest du point de plongée. 2. Zone riche, homogène le 31 mai 1955, coupée de régions pauvres en septembre. 3. Après 5 jours de violent mistral. 4. Amas palmelloïdes de *Coccolithus* surtout de 50 à 420 m. 5. 6 à 9 fois plus fréquent que les autres Siphonophores. 6. *Solmissus* dominant. 7. *C. microdon* dominant. 8. *Myctophidæ* dominant.

Certains êtres cités dans le tableau n'ont rien de surprenant, par exemple le petit poisson lumineux *Cyclothone microdon*, commun dans les pêches pélagiques à partir de 400 m. Plus étonnante est l'abondance du Siphonophore grêle *Rhizophysa filiformis* Forskål. Ces petites colonies, longues de 10 à 12 cm, ne manquent nulle part, et l'on en voit de 24 à 64 par

plongée, alors que les autres Siphonophores (surtout des *Monophyes*) ne sont représentés que par trois à neuf colonies. Or, *Rhizophysa* est assez rare dans les pêches et les collections.

En dehors des *Cyclothone*, les Poissons aperçus sont essentiellement des *Myctophidæ* indéterminables à première vue, parfois des *Paralepis* [vus près du fond dans mes dernières plongées, communs à partir de 550 m durant celle de M. Furnestin ([3])], rarement des *Argyropelecus*. La couche riche en Poissons se prolonge toujours 100 à 200 m plus bas que les couches à microplancton dense. Inversement, une zone assez riche en Méduses commence vers 130 m, donc plus haut que la zone à *Rhizophysa* et à Copépodes nombreux.

Les autres groupes décelés (Salpes, Ptéropodes, Radiolaires, etc.) seront étudiés par la suite. Disons simplement, pour terminer, que le *phytoplancton à Flagellés est souvent visible du bathyscaphe*, sous forme de petits grains rouge-orangé de 0,1 à 0,5 mm, surtout abondants de 50 à 400 m mais présents jusqu'au fond. Ces grains sont des amas palmelloïdes de *Coccolithus fragilis* Lohm., chacun correspondant à des centaines de cellules. Leur fréquence est bien naturelle, car dans les eaux méditerranéennes les plus riches (400 à 4 000 *Coccolithus* par millilitre), on voit plusieurs grains semblables dans un simple flacon d'un tiers de litre.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) *Bull. Inst. Océanogr.*, n° 1063, 1955; *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2565.

(2) *Bull. Inst. Océanogr.*, n° 1085, 1955.

(3) *Rev. Trav. Inst. Pêches Marit.*, 19, 1955, p. 435-442.

CHIMIE PHYSIOLOGIQUE. — *Sur la nature de complexes phospholipidiques apparaissant dans la lumière intestinale et les fèces du Rat en présence et en l'absence de bile.* Note de M[mes] **Jeanine Raulin** et **Jacqueline Clément** ([1]), présentée par M. Robert Courrier.

Des régimes à base d'acides gras libres désaturés et de cholestérol font apparaître dans le contenu intestinal et les fèces du Rat, des complexes lipidiques précipitables par l'acétone, ayant des teneurs en acides gras, phosphore et azote voisines de celles des lécithines ou céphalines; chez le Rat porteur de fistule biliaire, les rapports moléculaires entre ces constituants diffèrent et les complexes renferment du calcium.

Dans des recherches antérieures ([2]), ([3]), nous avons montré qu'un régime contenant 15 % d'acides gras libres désaturés en C_{18} (provenant de l'huile de tournesol) et 3 % de cholestérol donnait lieu à la formation de phospholipides dans le contenu intestinal et les fèces du jeune rat alors qu'on n'en trouve pas trace après administration de triglycérides associés ou non au cholestérol, ou encore d'acides gras (A. G.) libres sans

cholestérol. En présence d'une quantité limite de choline (0,05 %) le régime est toxique pour l'animal; l'administration d'extra-choline (1 %), soit dans le régime, soit par voie sous-cutanée évite les accidents ([4]), ([5]), ([6]), mais ne modifie pas pour cela la composition lipidique du contenu intestinal et des fèces. Cette constatation nous a amenées à penser que la bile pourrait jouer un rôle dans le transport des dérivés choliniques et dans la synthèse des phospholipides intraluminaires.

L'une de nous ayant par ailleurs signalé en 1955 ([7]) que des « phospholipides » de caractère anormal (rapport moléculaire P/AG très faible, degré de désaturation bas) apparaissent dans le contenu intestinal de rat, lorsque la bile ou le suc pancréatique sont dérivés vers l'extérieur et des recherches récentes de Swell ([8]) ayant montré la présence de calcium dans les lipides fécaux, il nous a semblé intéressant de reprendre certaines des expériences que nous avions faites pour essayer de préciser la nature des lipides intraluminaires et fécaux en présence et en l'absence de bile. Nous avons utilisé des rats mâles pesant 35 g, intacts ou porteurs de fistule biliaire permanente ([9]), soumis à trois régimes (D. E. F.) contenant 15 % d'A. G. libres isolés de l'huile de tournesol et 3 % de cholestérol amorphe qui ne diffèrent entre eux que par la quantité et le mode d'administration de la choline. Les rats sont répartis en lots de quatre à cinq animaux chacun et gardés aux régimes expérimentaux pendant 5 jours. Les fèces des quatre derniers jours et les contenus intestinaux sont traités comme indiqué précédemment ([3]) pour l'extraction des lipides. Nous préciserons seulement que les phospholipides sont obtenus de façon classique : addition de 9 vol d'acétone en présence de Cl_2 Mg à la solution chloroformique contenant les lipides totaux (deux précipitations).

Dans tous les cas, le précipité recueilli présente l'aspect et les caractères habituels des précipités de phospholipides : il est soluble dans le benzène, le chloroforme; il peut être redissous et reprécipité plusieurs fois sans changer de composition. Il est exempt d'acides gras libres et d'insaponifiable. Nous avons fait des dosages d'acides gras, de phosphore, d'azote, de choline et aussi de calcium.

RÉSULTATS. — 1° *Lorsque la sécrétion biliaire est conservée* (tableau part. A), les phospholipides du contenu intestinal et des fèces sont apparemment des phosphatides vrais : le rapport moléculaire P/AG s'écarte peu de la normale.

Si on les purifie par passage sur colonne de cellulose, le rapport pevient même très voisin de 0,25 (rapport normal pour un mélange de lécithine et de céphaline). Il n'y a pas de calcium dans les phosphatides du contenu intestinal, on en trouve seulement dans les fèces des animaux recevant peu de choline. L'indice d'iode des AG des phospholipides fécaux est voisin de 90.

A. *Animaux intacts.*

		$\frac{PL \times 100}{LT}$.	$\frac{Mol\ P}{Mol\ AG}$.	$\frac{Mol\ Ca}{Mol\ AG}$.
Contenu intestinal	D	29,5	0,33	0
	E	23,5	0,33	0
	F	23,3	0,30	0
Fèces	D	6,3	0,25	0,044
	E	6,3	0,30	Non dosé
	F	2,3	0,31	0,001

B. *Animaux porteurs de fistules biliaires.*

Contenu intestinal	D	–	0,015	0,060
	E	25,4	0,154	0,019
	F	28,0	0,112	0
Fèces	D	21,0	0,018	0,071
	E	24	0,080	0,047
	F	26	0,011	0,072

D : régime de base + cholestérol + A. G. libres + 0,05 % de choline,
E : » + » + » + 1 »
F : » + » + » + 1 » (injectée).

2° *Lorsque la bile est dérivée vers l'extérieur* (tableau part. B), le pourcentage de ces lipides phosphorés augmente dans les fèces. Il varie de 21 à 26 % selon le régime alors qu'il ne dépasse pas 6 % quand la sécrétion biliaire est conservée. L'excrétion est encore accrue (31 %) lorsque le régime ne contient pas de taurocholate. Leur composition s'écarte nettement de celle des lécithines et céphalines : il y a un gros excès d'acides gras par rapport au phosphore, et fait plus curieux encore, ces lipides renferment du calcium.

Les rapports moléculaires P/AG et Ca/AG sont presque identiques dans le contenu intestinal et les fèces pour le régime D.

Quand on ajoute de la choline (régime E et F), les deux rapports se rapprochent des valeurs normales trouvées dans le contenu intestinal comme s'il y avait dilution des phospholipides du type anormal par les phosphatides habituels. Dans les fèces par contre, ces rapports ne sont pas améliorés (sauf si la choline est donnée *per os*, régime E); on pourrait penser que les phosphatides normaux du contenu ont été résorbés et que sont surtout excrétés les phosphatides anormaux.

Quelques dosages effectués sur les phospholipides fécaux des rats au régime E nous ont montré que 1/6e seulement de l'azote total est sous forme cholinique et que ces phospholipides sont accompagnés d'impuretés phosphorées et azotées qu'on peut écarter par passage sur colonne de cellulose; le rapport Ca/AG, par contre, ne varie pas au cours de la purification.

En résumé, nos résultats montrent que dans certaines conditions de

régime (présence simultanée de cholestérol et d'acides gras libres) lorsque la bile est dérivée vers l'extérieur, il apparaît dans le contenu intestinal et les fèces, des complexes lipidiques précipitables par l'acétone, ayant des teneurs en AG, P et N différentes de celles des phospholipides habituels et renfermant en outre du calcium.

Il est difficile pour le moment d'émettre une hypothèse sur la formation et le rôle physiologique possible de ces complexes calciques.

La question se pose en particulier de savoir si ce sont des constituants normaux du contenu intestinal qui seraient résorbés d'ordinaire en présence de bile et si la flore microbienne intervient dans leur formation.

(1) Avec la collaboration technique de Mlles Nguyen Thi The et Janine Abadie-Debat.

(2) G. Clément, J. Clément et J. Raulin, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 73.

(3) G. Clément, J. Clément et J. Raulin, *Arch. Sc. Physiol.*, 11, 1957, p. 101.

(4) J. Raulin, *Arch. Sc. Physiol.*, 8, 1954, p. 107.

(5) J. Raulin et R. Jacquot, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 726.

(6) J. Raulin, *Arch. Sc. Physiol.*, 10, 1956, p. 1.

(7) G. Clément, J. Clément, M. Drevet et J. Abadiedebat, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 37, 1955, p. 857.

(8) L. Swell, E. C. Jr Trout, H. Jr Field et C. R. Treadwell, *J. Biol. Chem.*, 223, 1956, p. 743.

(9) Les Rats porteurs de fistules biliaires reçoivent du taurocholate de soude (0,3 % du régime sec), quantité calculée d'après la moyenne de sécrétion biliaire journalière d'un Rat porteur de fistule permanente.

(*Laboratoire de Biochimie de la Nutrition à Bellevue et Département de Physiologie et Biochimie cellulaires de l'Institut de Recherches sur le Cancer à Villejuif.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Apport massif en potassium, déficit en sodium* dans la nourriture du *Bouquetin des Alpes* (Capra ibex ibex *L.* 1758). *Vérification de la loi de Bunge-Quinton-Mc Callum.* Note (*) de MM. **Marcel A. J. Couturier** et **Gilbert L. M. Carraz**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Grâce au Conseil d'Administration du parc national du Grand Paradis d'une part, au Service fédéral des forêts à Berne d'autre part, l'un de nous a pu faire l'autopsie de six Bouquetins des Alpes (cinq italiens et un suisse), tous mâles adultes, aussitôt après leur mort. Toutes les fois que la chose a été possible, l'un des auteurs a recueilli du sang et de l'urine en vue de l'étude du métabolisme du potassium et du sodium; il a confié ses prélèvements à son collègue qui a pratiqué les examens de laboratoire.

Les déterminations qui figurent ci-après ont été faites au spectrophotomètre de flamme. Les résultats sont exprimés en milligrammes et milliéquivalents par litre de sérum ou de plasma ou d'urines. Nous faisons figurer également le rapport K/Na sérique en milliéquivalents, ce rapport étant multiplié par 10.

BOUQUETIN n° 1 :

Mâle dans sa neuvième année, tué le 14 *décembre* 1955 *au Loson, Valnontey, vallée de Cogne, P. N. G. P. (Italie).*

K sérique :	320 mg/l, soit en méquiv	8,2 par litre, rapport × 10, 0,48	
Na » :	3 800 »	» 165,2 »	

Pas d'urines

BOUQUETIN n° 2 :

Mâle dans sa douzième année, tué le 20 *mai* 1956 *à Péchoud, vallée de Rhêmes, P. N. G. P. (Italie).*

K sérique :	285 mg/l, soit en méquiv	7,3 par litre, rapport × 10, 0,48
Na » :	3 525 » »	153,2 »
K urinaire :	6 100 » »	156,4 »
Na » :	80 » »	3,47 »

BOUQUETIN n° 3 :

Mâle de neuf ans, tué le 20 *juin* 1956 *à Arolla de Valeille, vallée de Cogne, P. N. G. P. (Italie).*

K plasmatique :	400 mg/l, soit en méquiv	10,2 par litre
Na » :	3 850 » »	167,3 »
K urinaire :	6 100 » »	156,4 »
Na » :	21 » »	0,9 »

BOUQUETIN n° 4 :

Mâle dans sa huitième année, tué le 3 *novembre* 1956 *au Bec Rouge du Mont Pleureur, Valais (Suisse).*

K sérique :	307 mg/l, soit en méquiv	7,8 par litre, rapport × 10, 0,47
Na » :	3 780 » »	164,3 »

Pas d'urines

BOUQUETIN n° 5 :

Mâle dans sa treizième année, tué le 10 *février* 1957, *à Fenille, Valsavaranche, Val d'Aoste (Italie).*

Pas de sang

K urinaire :	10 400 mg/l, soit en méquiv	266 par litre
Na » :	240 » »	10,4 »

BOUQUETIN n° 6 :

Mâle de dix ans, tué le 9 *juin* 1957 *à Gran Valle, Valnontey, vallée de Cogne, P. N. G. P. (Italie).*

Pas de sang

K urinaire :	6 840 mg/l, soit en méquiv	175,3 par litre
Na » :	190 » »	8,2 »

Aux époques où ces Ibex furent abattus, leur nourriture de base était constituée essentiellement par des Fétuques (*Festuca ovina, F. rubra, F. pumila*).

La détermination du potassium et du sodium dans ces Graminées a été rapportée au poids de cendres d'un échantillon moyen calciné.

Chiffres trouvés :

$$\frac{\text{K}}{\text{Cendres totales}} = \frac{1}{3,5} \quad \frac{\text{Na}}{\text{Cendres totales}} = \frac{1}{366},$$

soit environ 100 fois plus de potassium que de sodium.

Ces mesures sur le sang et l'urine du Bouquetin des Alpes montrent qu'en dehors de toute atteinte pathologique le potassium excédentaire de la nourriture est éliminé par l'urine.

Nous avons également trouvé une forte kaliurie chez deux formes de Chamois dont la nourriture est très voisine de celle du Bouquetin des Alpes.

CHAMOIS n° 1 (*Rupicapra rupicapra rupicapra*) :
Mâle de 7 *ans, tué le* 13 *octobre* 1956 *à Saint-Andéol, Vercors, Isère* (*France*).

K	urinaire :	1850 mmg/l,	soit en méquiv.	47,4	par litre
Na	» :	210 »	»	9,1	»

CHAMOIS n° 2 (*Rupicapra rupicapra pyrenaica*) :
Mâle de 15 *mois, tué le* 2 *août* 1956 *dans la Combe d'Olla, Val Ferrera, Lérida* (*Espagne*).

K	urinaire :	8000 mmg/l,	soit en méquiv.	205	par litre
Na	» :	60 »	»	2,1	»

Le potassium est essentiellement un cathion cellulaire dont l'entrée et la sortie de la cellule sont en partie régies par les minéralocorticoïdes surrénaliens.

Le Bouquetin des Alpes est donc aussi un Mammifère qui répond à la loi de Bunge-Quinton-Mc Callum; en effet, sans agression de l'organisme et en dehors de toute atteinte cellulaire, l'excédent du potassium alimentaire est simplement rejeté par le rein et le déséquilibre ionique alimentaire ne perturbe pas l'équilibre ionique organique.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

PATHOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Des agents néo-rickettsiens ou voisins de la psittacose démontrent expérimentalement l'importance des zoonoses dans la pathologie rénale.* Note de M. **Paul Giroud** et Mlle **Paulette Gauthier-Villars**, présentée par M. Émile Roubaud.

Sept souches différentes d'inframicrobes de 200 à 300 mμ, provoquent chez le Lapin des lésions rénales portant surtout sur le glomérule; elles sont transitoires; sauf en cas de rechute, ces lésions ont disparu au deuxième mois.

Ce sont des constatations cliniques qui nous ont amenés à étudier les lésions rénales provoquées expérimentalement chez le Lapin par des souches néo-rickettsiennes ou des souches de type divers situées dans le

groupe de la psittacose, mais en dehors de contaminations dues aux Oiseaux.

Comme nous avions vu des hépato-néphrites évoluant chez l'Homme en contact, direct ou non, avec des animaux et que nous avions vu des affections hyperthermisantes de l'Homme être accompagnées de néphrites transitoires et réagir sur les mêmes types d'antigènes que les animaux, nous avons cherché à reproduire ce genre de lésions expérimentalement.

Le Lapin a été utilisé pour étudier ces lésions. Il a été inoculé, soit par voie veineuse, soit par voie péritonéale avec des produits virulents issus du poumon ou de membranes vitellines de l'œuf de poule.

Les sept souches utilisées correspondent à des affections humaines allant de l'hyperthermie simple avec exanthème (X 14) à des syndromes encéphalitiques (V 14 et X 15), hépatiques et rénaux (C 16), et à des lésions ganglionnaires (E 18).

Comme souches animales, nous avons utilisé aussi une souche du groupe psittacose isolée d'un avorton de brebis (Q 18) et une souche venant d'une lésion encéphalitique du chien (H 16).

Les lapins inoculés faisaient des maladies générales avec hyperthermie; les tests sérologiques de micro-agglutination n'étaient positifs que lorsque les animaux avaient réagi par de la température. De plus, ces réactions disparaissent en un mois.

Les animaux ne présentaient pas seulement des lésions rénales mais souvent aussi des lésions pulmonaires et des lésions cardiaques, péricardite ou myocardite dont nous avons constaté la fréquence chez l'Homme ou l'animal infectés spontanément.

Dans de nombreux cas, il y avait une congestion intense des méninges. Les frottis des différents organes, mais surtout ceux du poumon et des reins, mettaient en évidence de nombreux éléments colorés en rouge rubis ou en bleu au Macchiavello. Ceux-ci présentaient parfois des morphologies diverses : formes en anneau, en raquette, comme des éléments de péripneumonie; mais nous sommes habitués à ces modifications morphologiques aussi bien avec les éléments du groupe psittacose qu'avec les rickettsies vraies, qu'il s'agisse d'éléments pathogènes de l'Homme ou des animaux, comme les *Cowdria ruminantium*, lorsque ces éléments sont en dehors de leur milieu habituel de culture.

Sur 22 lapins ayant reçu un produit virulent, on constate dans les 15 et 20 jours une augmentation du volume des reins, leur congestion au niveau de la zone corticale et lorsqu'on fait des frottis, on met en évidence avec, par exemple, la souche X 14, des éléments arrondis, en raquettes, en anneaux ou en bâtons flexueux ou, au contraire, des éléments comme ceux qu'on a l'habitude de voir chez les bovins, éléments que nous considérons comme l'évolution d'éléments type psittacose.

Parfois, comme avec la souche C 16, on note non seulement des lésions rénales, mais un cœur mou et dilaté, une péricardite sanguinolente. Les frottis des organes mettent en évidence, dans le rein, les poumons et les autres organes des éléments colorés en rouge ou en bleu au Macchiavello et présentant l'aspect de points de 200 à 300 mμ.

Comparativement, la souche Q 18 provenant d'un avorton de brebis, provoque à peu près les mêmes symptômes dans les reins; beaucoup de glomérules emplissent les capsules, davantage par augmentation du nombre des cellules que par dilatation congestive de l'anse. Il y a aussi quelques polynucléaires; les tubes, la médullaire sont normaux. On peut parler de foyers de glomérulite subaiguë; dans certains cas, on voit même un petit infarctus.

Lorsque les prélèvements d'organes sont plus tardifs, on peut constater des petits foyers interstitiels juxta-glomérulaires, en plus des petits cylindres hyalins cortico-médullaires. Les glomérules sont intacts (souche X 15).

En définitive, sur 23 animaux inoculés, on a constaté une glomérulite les 7e, 15e et 20e jours; une grosse congestion active les 5e, 16e, 45e, 60e et 67e jours; des foyers inflammatoires chez un animal sacrifié à 2 mois; une ébauche de sclérose interstitielle à 71 jours; des tubes cylindriques hyalins à 2 mois; de nombreux cylindres médullaires après 14 mois. D'autre part, 7 lapins sacrifiés de 2 mois à 9 mois après l'inoculation démontraient que les lésions provoquées étaient des lésions transitoires, puisque, à ce moment-là, les reins apparaissaient normaux.

PATHOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Modifications, chez le Lapin et le Rat, du taux des glycoprotéines sériques après une injection d'endotoxine typhique.* Note de Mlle **Michelle Hénon** et M. **Albert Delaunay**, transmise par M. Gaston Ramon.

A la teneur du sérum en glycoprotéines ont déjà été consacrées de nombreuses recherches. Dans une Note précédente [1], nous avons présenté les résultats que nous avons trouvés, nous-mêmes, en étudiant les modifications apportées à cette teneur, chez le Cheval, par une hyperimmunisation. Nous rapporterons ici les variations observées, chez le Lapin et le Rat, après une injection d'endotoxine typhique.

Technique expérimentale. — Six séries comprenant, chacune, six lapins adultes. Dans chaque série, cinq lapins ont reçu par voie intrapéritonéale 1 ml d'une solution d'endotoxine typhique en eau physiologique, la concentration de ce corps étant déterminée en fonction du poids de l'animal (0,5 mg par kilogramme de lapin); le sixième lapin (témoin) recevait, par la même voie, 1 ml d'eau physiologique. Tous les animaux étaient saignés une fois avant le début de l'expérience, puis de nouveaux échantillons de sérum étaient prélevés 1, 3, 24

et 48 h, une, deux et trois semaines après l'injection. Au moment des saignées, était faite aussi, pour chaque animal, une numération des globules blancs.

Dans tous les sérums, nous avons dosé les hexosamines contenues dans les glycoprotéines totales. Nous avons en outre, pour les deux dernières séries d'animaux, dosé les hexosamines présentes dans la fraction perchlorosoluble, ceci avant et 48 h après l'administration du principe bactérien. Que ce soit sur le sérum total ou la seule fraction perchlorosoluble, les dosages ont été effectués selon la technique classique de L.A. Elson et W.T.J. Morgan [2].

Résultats. — *Dans le tableau I*, nous avons reporté les résultats obtenus après examen des échantillons de sérums prélevés sur un des lapins de la seconde série. A titre comparatif, sont aussi indiqués les résultats provenant de l'examen du Lapin témoin (qui n'avait reçu que de l'eau physiologique). On trouvera encore, dans le tableau, les chiffres fournis par les numérations de globules blancs. *Tous* nos résultats ont été comparables à ceux que nous donnons, ici, comme exemples.

Tableau I.

Date des saignées
(par rapport au moment de l'injection).

	Avant.	Après						
		1 h.	3 h.	24 h.	48 h.	1 sem.	2 sem.	3 sem.
Lapin n° 80-81-44 (en expérience, a reçu l'endotoxine).								
Taux des leucocytes ([a])...	9 600	3 000	1 000	18 200	35 800	12 400	11 200	8 800
Titre en hexosamines des glycoprotéines totales ([b])...	73	73	69	84	115	93	95	101
Lapin n° 76-77-33 (témoin, a reçu de l'eau physiologique).								
Taux des leucocytes ([a])...	12 400	12 400	9 600	12 000	9 800	13 600	12 200	8 200
Titre en hexosamines des glycoprotéines totales ([b])...	76	70	70	83	83	82	82	75

([a]) Par millilitre de sérum.
([b]) Titre exprimé en milligrammes pour 100 ml de sérum.

Dans le tableau II, les chiffres indiqués correspondent à ce qui a été trouvé chez un Lapin de la dernière série, le titre en hexosamines ayant été recherché, ici, dans le sérum total et dans la fraction perchlorosoluble.

Tous nos résultats, cette fois encore, ont été *concordants.*

Discussion. — 1. A remarquer la forte leucopénie puis la leucocytose produite chez les lapins par l'injection d'entotoxine (mais le fait est classique). 2. On doit noter en second lieu — et ce fait est nouveau — l'augmentation progressive du titre des glycoprotéines totales après la même injection. Elle atteint son maximum au bout de 48 h. Ce palier

atteint, le titre tend progressivement à redescendre. 3. On peut ajouter qu'à cette augmentation correspond une augmentation parallèle et importante du titre des glycoprotéines perchlorosolubles.

TABLEAU II.

	Date des saignées	
	avant l'injection.	48 h après.
Lapin n° 42-43-47 (en expérience, a reçu l'endotoxine).		
Titre en hexosamines des glycoprotéines totales ([b])...	106	134
Titre en hexosamines des glycoprotéines perchlorosolubles ([b])................................	9,4	13,4
Lapin n° 38-39-47 (témoin, a reçu de l'eau physiologique).		
Titre en hexosamines des glycoprotéines totales ([b])...	106	113
Titre en hexosamines des glycoprotéines perchlorosolubles ([b])................................	10,6	10

Nous avons voulu savoir si l'ensemble de ces faits étaient propres au Lapin ou si, au contraire, ils pouvaient être retrouvés sur une autre espèce animale. Pour cela, nous avons injecté à des rats de 150 g des doses variables d'endotoxine typhique (0,5 et 1 mg). Les animaux étant sacrifiés, les uns 24 h, les autres 48 h plus tard, nous avons effectué, avec le sérum, un dosage des hexosamines totales. La teneur trouvée a été, dans la règle, supérieure à celle mise en évidence au même moment chez des animaux témoins qui n'avaient reçu que de l'eau physiologique. En moyenne, le titre observé chez les rats intoxiqués a été de 140 mg/ml et chez les témoins de 120 mg/ml.

On peut donc dire, sous forme de conclusion, que tant chez le Lapin que chez le Rat, une injection d'endotoxine provoque une augmentation progressive de la teneur du sérum total ou de la fraction perchlorosoluble en glycoprotéines (cette augmentation atteignant son point maximum 48 h après l'injection). Ces résultats étendent ceux antérieurement trouvés par différents auteurs ([3]) et par nous-mêmes ([1]).

([1]) A. DELAUNAY, M. HÉNON, P. BRUYET, CH. MEIGNIEN et P. RECULARD, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 810.

([2]) L. A. ELSON et W. T. J. MORGAN, *Bioch. J.*, 27, 1933, p. 1824.

([3]) R. N. HAMMERSTROM, F. H. ADAMS, J. BUSSMAN et C. W. LILLEHEI, *Proc. Soc. Exp. Biol. Med.*, 79, 1952, p. 527; B. N. BOAS et A. F. PETERMAN, *Proc. Soc. Exp. Biol. Med.*, 82, 1953, p. 19; H. E. WEIMER et coll., *Proc. Soc. Exp. Biol. Med.*, 88, 1955, p. 571; H. E. WEIMER et E. L. NELSON, *Fed. Proc.*, 15, 1956, p. 622; H. E. WEIMER et coll., *J. Immunol.*, 78, 1957, p. 1.

MÉDECINE. — *Sur la teneur en vitamine* C *du liquide céphalo-rachidien et système nerveux au cours des maladies infectieuses.* Note de M. **Georges Marinesco**, Mmes **Aristie Isbasesco** et **Anne Garibaldi**, présentée par M. Léon Binet.

Si, en général, le taux local, les besoins des tissus et le rôle de la vitamine C dans l'organisme normal et pathologique sont des acquisitions bien établies etc., les valeurs et les modifications quantitatives de l'acide ascorbique au niveau du liquide céphalo-rachidien (L. C. R.) et système nerveux au cours des maladies infectieuses restent encore mal définies ou même contradictoires.

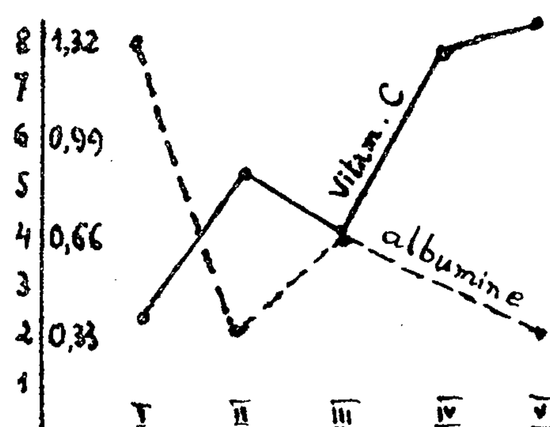
Matériel et méthode de travail. — En vue d'éclaircir le rôle et la valeur locale de l'acide ascorbique dans les maladies infectieuses à manifestations nerveuses d'une part et de tirer des conclusions sur l'évolution clinique de ces maladies d'autre part, nous avons cherché le taux de cette vitamine C chez 30 malades : 16 cas dans le liquide céphalo-rachidien et 14 cas dans le système nerveux (région cortico-frontale) des cas mortels.

Pour la détection de la vitamine C dans le L. C. R. et système nerveux, nous avons utilisé la méthode de Tillmans au dichlorophénol indophénol.

Résultats et succinctes discussions. — Dans le tableau ci-joint (n° 1) on peut remarquer une tendance à la diminution des taux de la vitamine C dans les cas où existe une altération importante de la perméabilité méningée (albuminorachie augmentée). Sur 18 dosages (15 cas) de l'acide ascorbique dans le L. C. R. des diverses affections à manifestations méningo-cérébrales, 12 dosages ont présenté des taux variant entre 4,20-6,49 mg ‰, correspondant à une albuminorachie normale ou légèrement augmentée, tandis que les valeurs les plus basses (2,40-3,90 ‰) ont été observées particulièrement dans les cas à albuminorachie augmentée (0,66-1,98 g ‰).

No. cas	Album. gr ‰	Vitamine C mg ‰					
		2	3	4	5		6
7	0,26				•••	••	••
6	0.33			••		••••	
1	0,49					•	
1	0,66		•				
2	1,32		•	•			
1	1,98			•			

Tableau I.



Graphique II.

On conclut que, lorsqu'il existe d'importantes réactions vasculaires méningées où l'hyperalbuminorachie peut être considérée comme témoin de l'hyperméabilité capillaire, la vitamine C peut présenter une diminution quantitative notable. Il semble que cette dissociation entre les taux de l'albumine

et vitamine C dans le L. C. R. caractérise les méningo-encéphalites graves : plus la valeur de l'albumine est augmentée, plus le taux de la vitamine C est abaissé et la maladie paraît plus grave. Au contraire, pendant la convalescence, à côté de la diminution de la valeur de l'albumine anormalement accrue dans le L. C. R., on assiste à une augmentation de l'acide ascorbique, qui revient à sa valeur normale; on peut voir, donc, une dissociation en sens inverse.

Le graphique ci-dessus (n° 2) représente les courbes de l'ascorbicorachie et albuminorachie au cours d'une méningite tuberculeuse traitée, dès les premiers jours de la maladie par streptomycine, isoniazide et vitamine C (300-500 mg par jour). Tandis que le premier dosage, fait à l'admission à l'hôpital montre 1,32 g °/₀₀ d'albumine avec 2,4 mg °/₀₀ de vitamine C, le cinquième, fait après quelques semaines, donne des résultats presque normaux (0,33 g °/₀₀ d'albumine avec 8,20 mg °/₀₀ de vitamine C), mais totalement inversés par comparaison avec les chiffres initiaux, ceci, en rapport, avec la période de guérison (d'aprés les chiffres donnés par Mariano Castex et Marinesco et coll.) le taux de l'acide ascorbique oscillerait en général entre 8-12 mg par litre de L. C. R.

Dans la deuxième partie de ce travail, nous avons cherché s'il existe de pareilles variations, même dans le tissu nerveux des malades ayant succombé à diverses affections.

En considérant comme normaux chez les enfants (qui représentent plus des 3/4 de nos cas), des taux compris entre 10-17 mg % (10,1-15,5 : Giroud; 17 % : Melka; 16,28 % : notre témoin), nous avons observé une diminution importante de la vitamine C dans le système nerveux des dix cas et des valeurs normales chez quatre cas (tableau n° 3).

TABLEAU III.

Maladies.	N^{os} des cas.	Taux vitamine C au-dessous de 10 mg %.	Taux vitamine C entre 1,74-3,90 mg.
Hépatite	5	2	1
Poliomyélite	2	2	1
Méningite tuberculeuse	2	2	2
Encéphalite	2	1	1
Rougeole	1	1	1
Diphtérie	1	1	1
Tumeur cérébrale	1	1	1

Les chiffres les plus abaissés (1,74-2,55) ont été trouvés dans la poliomyélite, diphtérie, rougeole et méningo-encéphalite tuberculeuse.

Une diminution importante de la vitamine C, parallèle à celle du système nerveux, a pu être observée en même temps, au niveau d'autres tissus et organes, spécialement au niveau de la surrénale, qui est particulièrement affectée au cours des hépatites épidémiques où, parfois, la teneur en vitamine C s'abaisse profondément (Marinesco et Coll.). Un seul cas (enfant avec

tumeur cérébrale) a fait exception : tandis que le taux de la vitamine C dans le système nerveux est profondément abaissé (2,80 mg %), la teneur en vitamine C de la surrénale reste normale (122 mg %); ce fait s'expliquerait par le rôle accélérateur de l'acide ascorbique sur le développement des tumeurs.

Toutes ces données tiennent à démontrer que les tissus et les organes sursollicités dans leurs besoins et activités par diverses incitations (infections, intoxications, facteurs de croissance des tumeurs) peuvent déterminer une limitation importante locale de l'acide ascorbique.

En définitive, nous avons trouvé, pour l'hépatite épidémique, au niveau du système nerveux, soit des taux normaux, soit des taux abaissés de la vitamine C au cours des manifestations encéphalitiques ou au cours des comas prolongés, mais toujours accompagnée d'une diminution importante de cette vitamine au niveau de la surrénale.

La diminution assez importante du taux local de la vitamine C, dans le L. C. R. et système nerveux, au cours de neuro-infections ou des maladies générales, à manifestations nerveuses plus ou moins apparentes, peut constituer un argument histochimique très puissant en faveur de l'administration de doses massives de l'acide ascorbique dans ces affections où l'on voit, d'ailleurs, de notables lésions microscopiques de capillarité. La déficience locale de la vitamine C, consécutive aux agressions toxi-infectieuses, peut augmenter encore la perméabilité de la membrane capillaire, elle-même sous la dépendance des agents pathogènes. L'administration judicieuse de l'acide ascorbique peut agrandir tant la défense générale de l'organisme contre les toxi-infections, que la protection locale du tissu nerveux, si sensible aux agressions.

Conclusions. — Le dosage de la vitamine C dans le liquide céphalo-rachidien et le tissu nerveux de la région cortico-frontale au cours de diverses affections à manifestations nerveuses variables (30 cas) a mis en évidence une diminution considérable du taux local de cette vitamine.

On a pu observer une dissociation entre la valeur de l'albuminorachie, témoin de l'hyperperméabilité de la membrane capillaire, et le taux local de l'acide ascorbique.

Dans tous les cas, sauf une tumeur cérébrale, la diminution du taux d'acide ascorbique au niveau du système nerveux a été accompagnée aussi par une réduction de la valeur de cette vitamine dans d'autres organes, particulièrement la surrénale.

On conclut sur la nécessité d'une administration judicieuse, en doses massives, de l'acide ascorbique, en vue de la défense de l'organisme et la protection locale du système nerveux contre les toxi-infections.

(*Institut d'Inframicrobiologie et Clinique des maladies infectieuses, Bucarest.*)

La séance est levée à 16 h 15 m.

R. C.

ERRATA.

(*Comptes rendus* du 18 novembre 1957.)

Note transmise le 13 novembre 1957, de Mme *Jane Marie Touzé-Soulet* et M. *Charles Montant,* Les acides organiques de quelques Basidiomycètes supérieurs :

Page 1827, 15e, 16e et 17e lignes, *supprimer la phrase :* La position de cet acide dans le métabolisme intermédiaire de la proline et de l'acide glutamique est connue (11), (12).
Page 1827, dernière ligne et page 1828, 1re ligne, *supprimer les références* (11) *et* (12).



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU MERCREDI 4 DÉCEMBRE 1957.

PRÉSIDENCE DE M. PAUL MONTEL.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

CYTOLOGIE. — *L'ultrastructure de la membrane nucléaire des Grégarines.* Note de MM. **PIERRE-P. GRASSÉ** et **JEAN THÉODORIDÈS**.

La microscopie électronique a démontré non seulement la réalité de la membrane nucléaire mais a aussi révélé sa complexité.

Parmi les quelques études qui concernent celle des Protozoaires, nous retiendrons ici les travaux sur le noyau de *Chaos diffluens* (= *Amœba proteus*) dont Bairati et Lehmann [1] ont décrit avec précision la membrane qui se compose de deux couches distinctes, l'une, interne, percée de pores mesurant environ 1 200 Å de diamètre, l'autre, externe, continue, contenant des corpuscules globulaires. Deux notes de Pappas (1956) [3] et Greider et coll. (1956) [2] n'ont rien apporté de nouveau sur le noyau de *Chaos*, car la prétendue couche alvéolaire que décrivent ces auteurs est tout simplement la couche poreuse vue avec exactitude par Bairati et Lehmann.

Beams, Tahmisian, Devine et Anderson (1957) [4] attribuent à la membrane nucléaire de *Gregarina melanopli*, une structure analogue à celle de *Chaos diffluens*; ils y reconnaissent deux couches qui, toutes les deux, si nous avons bien compris, sont percées de pores, dont certains seraient peut-être munis de diaphragme.

Les travaux précités ne nous paraissant pas être concluants, nous avons entrepris une étude de la membrane nucléaire chez divers Grégarinomorphes et notamment chez un Stylocéphalide parasite d'un Coléoptère Ténébrionide malgache (*Phrynocolus tenuesculptus*).

La membrane nucléaire vue sur des coupes passant par un méridien présente un aspect assez complexe. Sur sa face externe, on reconnaît une couche mince et *continue*, limitée par deux lignes osmiophiles parallèles; intérieurement, elle donne l'impression de contenir de minuscules vésicules. Nous estimons que les deux lignes osmiophiles n'ont pas une réalité; la couche externe est faite d'une assise de minuscules vésicules, en étroit contact

les unes avec les autres; les deux lignes osmiophiles sont faites par les faces externes et internes des vésicules, alors que les petites cloisons verticales (rayonnantes) de la couche externe sont faites par l'accolement des parois de deux vésicules contiguës.

On pourrait aussi soutenir que la couche externe vésiculaire se compose de fibres disposées sur une seule assise, parallèlement entre elles et au contact les unes des autres. Les prétendues vésicules ne seraient que les sections des fibres. Nous ne pensons pas que cette interprétation soit la bonne; la structure vésiculaire nous paraît être réelle.

La mince couche vésiculaire externe repose sur une épaisse couche fibreuse, dont voici la structure :

Des faisceaux, plus ou moins épais, de longues, très longues fibrilles s'entrecroisent un peu à la manière d'un treillis, laissant entre eux de larges espaces, à contours grossièrement circulaires, qui apparaissent en ronds clairs dans les coupes tangentielles de la membrane.

Certaines fibres passent au-dessus des mailles vides du treillis, de sorte que la couche externe alvéolaire est doublée intérieurement par une assise (parfois deux) de fibrilles. Il se peut que, vers le centre de la maille la couche fibrillaire soit interrompue et que la couche alvéolaire arrive au contact direct du suc nucléaire.

En coupe perpendiculaire à la membrane nucléaire, les faisceaux de fibrilles qui délimitent les mailles du réseau apparaissent en saillies dans le suc nucléaire; cet aspect rappelle, en moins accusé, celui que Pappas (2) et Greider et coll. (3) ont comparé à un rayon alvéolaire d'abeilles.

L'intérêt de cette note réside, nous semble-t-il, dans le fait que la membrane nucléaire des Grégarines (et probablement des Amibes *Chaosidæ*) décrite comme percée de pores est en réalité continue, mais est doublée intérieurement par un réseau fibreux à mailles bien délimitées.

On doit appeler l'attention sur la grande ressemblance structurale qui existe entre la membrane nucléaire des Amibes *Chaosidæ* et celle des Grégarines, Protozoaires appartenant à des groupes systématiquement très éloignés. Cette ressemblance est-elle fortuite ou correspond-elle à une communauté fondamentale de structure ? Nous ne savons pas répondre à cette question.

(1) A. Bairati et P. E. Lehmann, *Experientia*, 8, 1952, p. 60-61.

(2) G. D. Pappas, *J. Biophys. Bioch. Cytol.*, 2, 1956, suppl., p. 431-434, 1 planche.

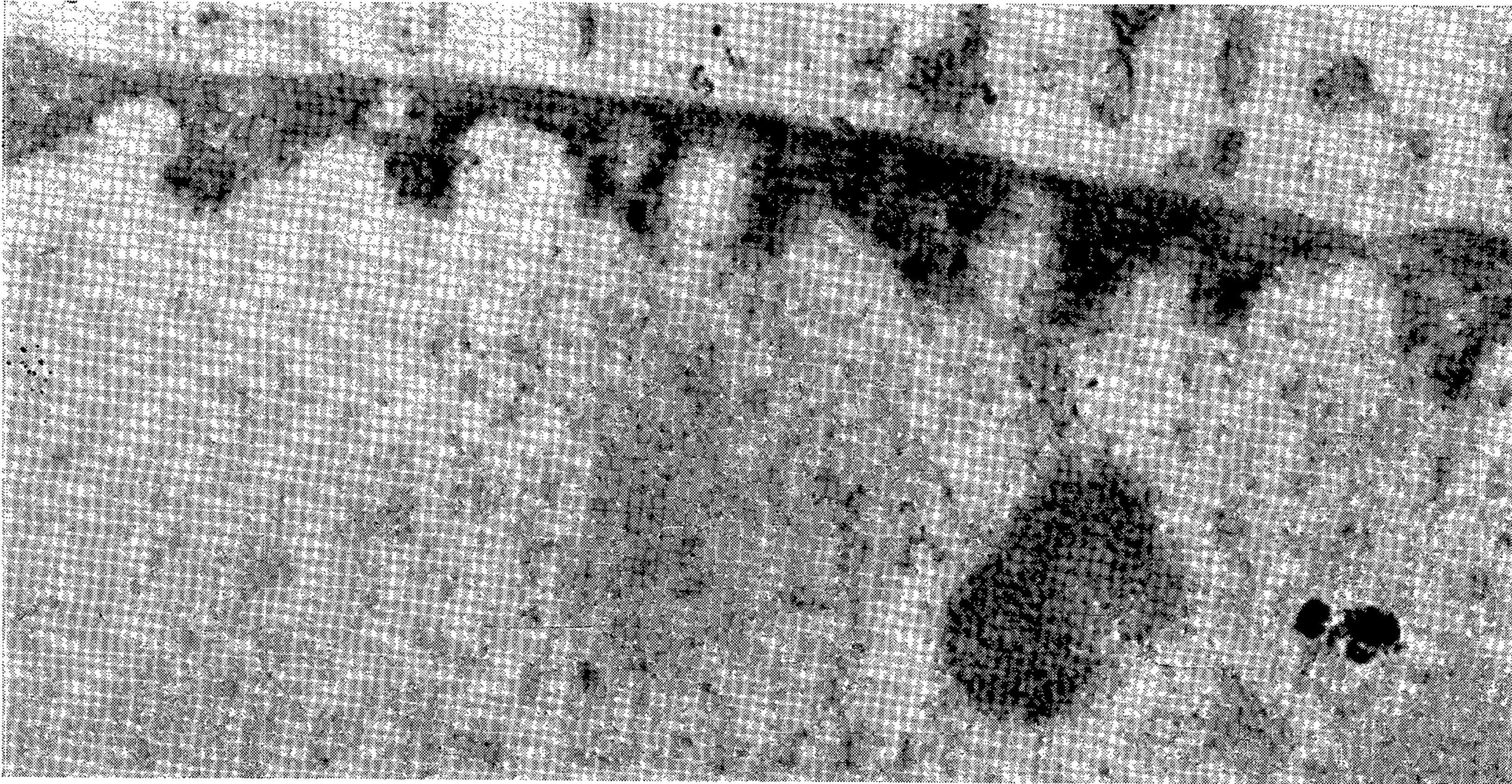
(3) M. H. Greider, W. J. Kostir et W. J. Frajola, *Ibid.*, 1956, p. 445-447, 1 planche.

(4) H. W. Beams, T. N. Tahmisian, R. Devine et E. Anderson, *Exp. Cell. Res.*, **13**, 1957, p. 200-203, 5 figures.

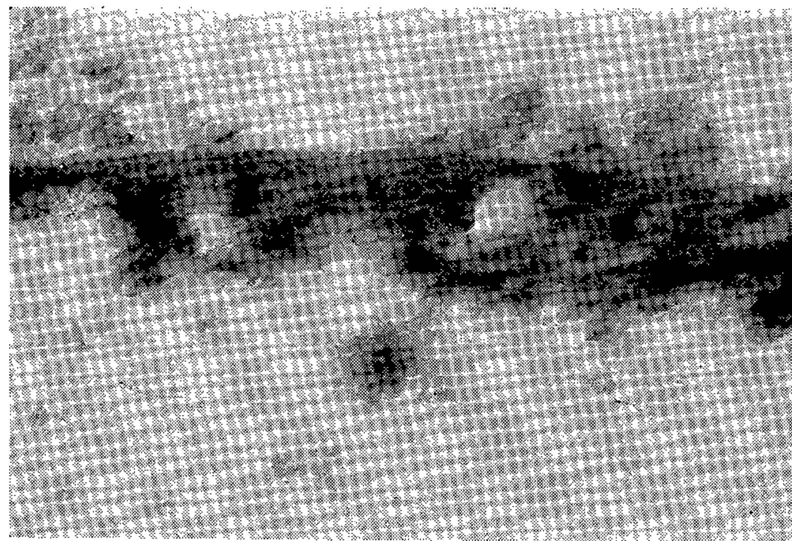
(*Laboratoire de Microscopie électronique appliquée à la Biologie, C. N. R. S., Paris*, 105, *boulevard Raspail*, 6e.)

PLANCHE I.

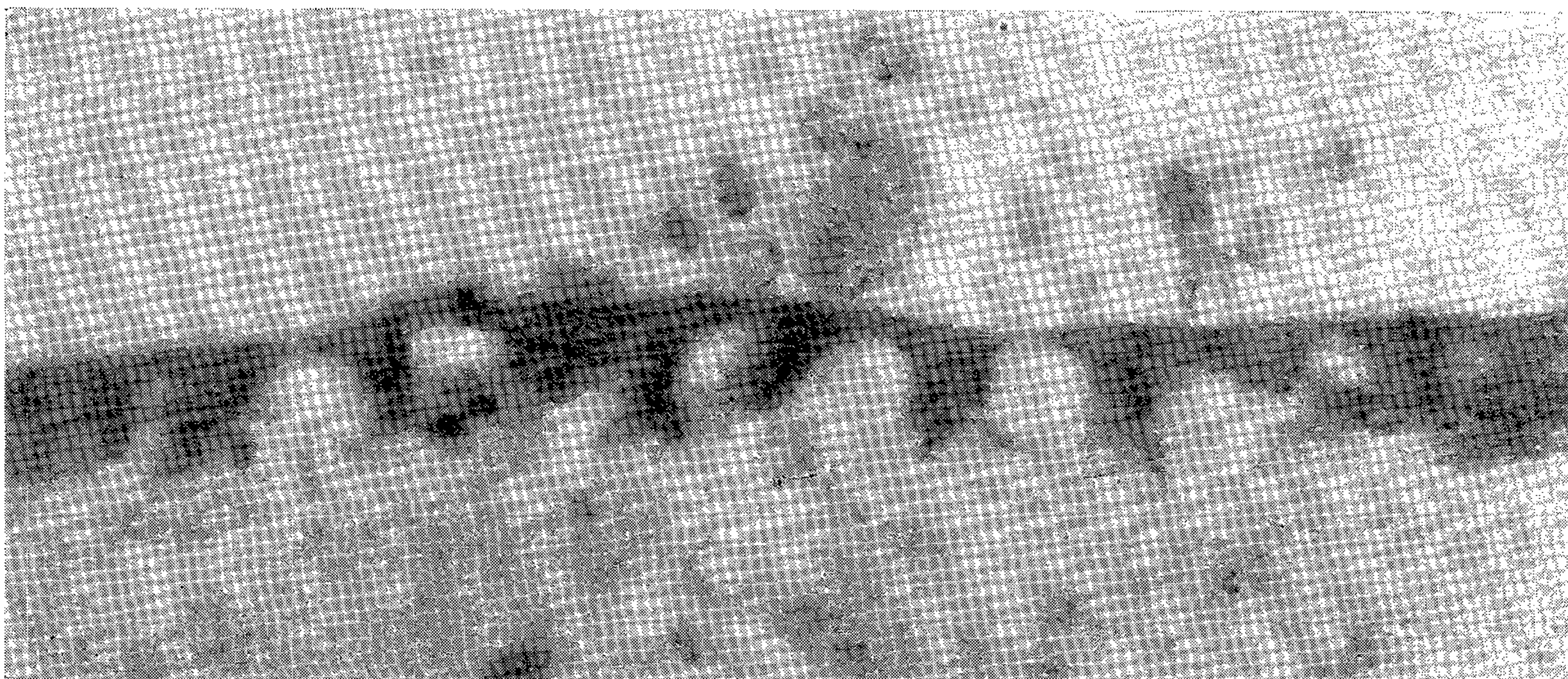
1



2

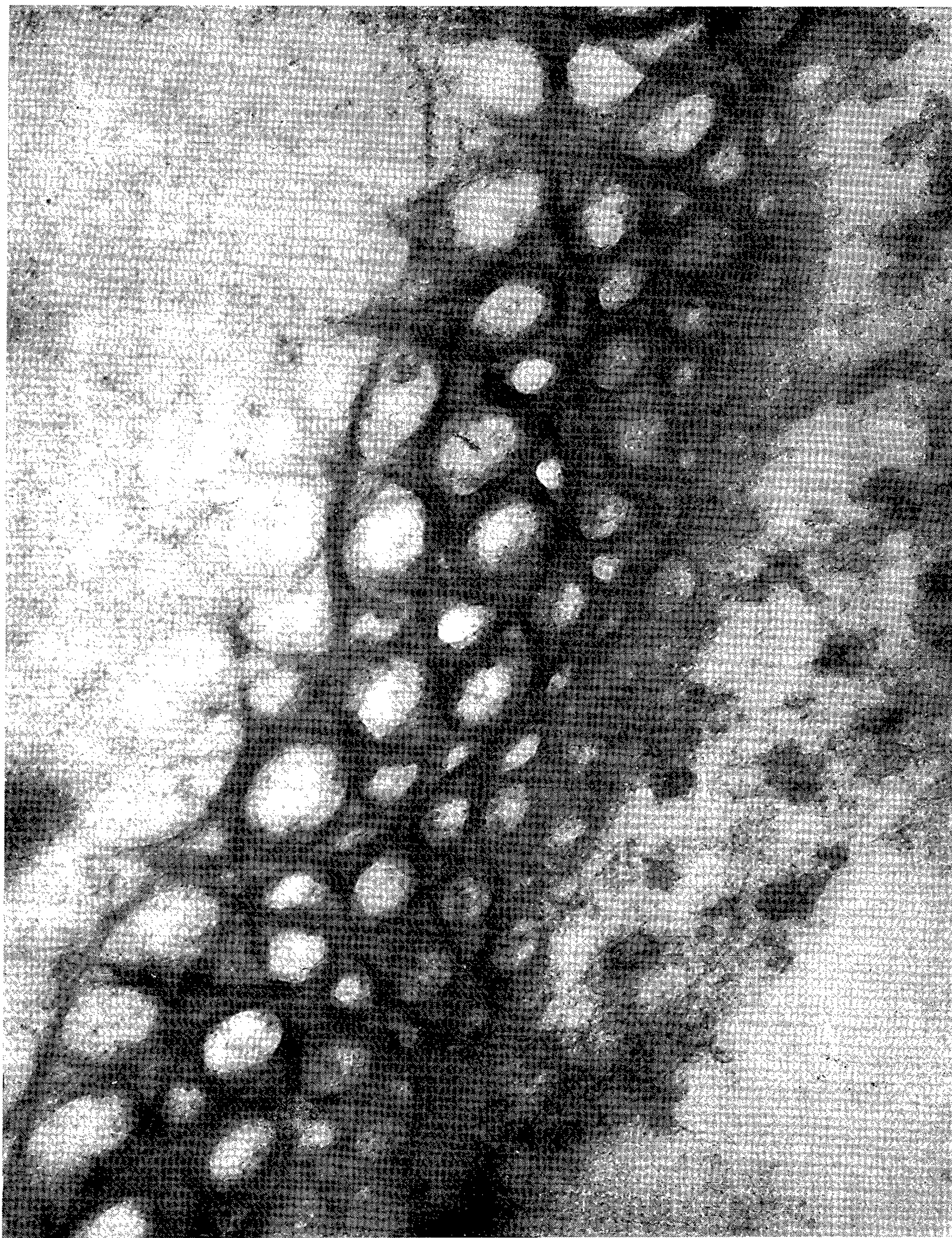


3



Coupes méridiennes de la membrane nucléaire d'une Eugrégarine Stylocéphalide, parasite d'un Coléoptère Ténébrionide. Le cytoplasme dans les trois coupes est au-dessus de la membrane nucléaire. La couche périphérique, « alvéolaire », continue se voit particulièrement bien sur la photographie 2. (Grossissement direct 25 000, grandissement photographique 50 000.)

PLANCHE II.



Coupe tangentielle de la membrane nucléaire d'une Eugrégarine Stylocéphalide, parasite d'un Coléoptère Ténébrionide. Les pores apparaissent nettement comme les mailles d'un réseau fait de fibrilles entrecroisées. (Grossissement direct 25 000, grandissement photographique 50 000.)

ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE. — *Mesures de l'influence des fumées sur le champ électrique de l'atmosphère.* Note de M. **Jules Rouch**.

J'ai procédé, en 1957, à des mesures du champ électrique de l'atmosphère d'une fenêtre d'un appartement situé à Monte-Carlo à une centaine de mètres du rivage de la mer, et à une soixantaine de mètres de la voie ferrée de Monte-Carlo à Menton, qui passe en contrebas.

Cette situation n'est pas favorable à la mesure absolue du champ électrique de l'atmosphère, mais elle permet d'en mesurer les variations. Elle se prête aussi à l'étude de l'influence des fumées sur le champ électrique. Au passage des trains en effet, la fumée, dégagée par la locomotive, constitue un phénomène assez nettement circonscrit dans le temps et dans l'espace.

Dès mes premières observations, cette influence de la fumée s'est révélée considérable. Avant le passage du train, le champ électrique est positif, et dans les conditions de mes mesures de l'ordre de 30 à 50 V. Au passage du train, le champ augmente de plusieurs dizaines de volts, en restant positif; l'augmentation du champ dépasse souvent 100 V et peut atteindre 200 V. L'augmentation est généralement très rapide, parfois elle ne se manifeste que 1 ou 2 mn après le passage du train. Le champ ne revient à sa valeur d'avant le passage du train qu'assez lentement, avec des oscillations. Mais au plus tard 5 mn après le passage du train, le champ a repris une valeur sensiblement égale à celle qu'il avait avant le passage. Les différences d'une observation à l'autre sont dues aux variations de la fumée dégagée par la locomotive, et surtout aux remous atmosphériques qui se produisent au voisinage de la prise de potentiel, et qui rapprochent ou éloignent la fumée du point d'observation.

Les tableaux suivants donnent les résultats de 100 observations.

Le premier tableau indique la fréquence des variations du champ échelonnées de 50 en 50 V.

Augmentation du champ.	Nombre d'observations.
De 0 à 50 V	27
De 51 à 100 V	39
De 101 à 150 V	25
De 151 à 200 V	7
Au-dessus de 200 V	2

Ce tableau montre que 73 fois sur 100 le champ électrique au passage d'un train augmente de plus de 50 V, et 34 fois de plus de 100 V.

Si l'on appelle a le champ observé avant le passage, b la valeur maximum du champ observée au passage du train, le deuxième tableau donne les fréquences des valeurs du rapport b/a.

$\frac{b}{a}$.	Nombre d'observations.
De 1 à 2,0	31
De 2,1 à 3,0	25
De 3,1 à 4,0	17
De 4,1 à 5,0	16
De 5,1 à 6,0	6
Au-dessus de 6	5

69 fois sur 100 le champ a plus que doublé pendant le passage du train, et 44 fois plus que triplé.

Il a été constaté depuis longtemps que l'influence perturbatrice des fumées est très gênante dans le voisinage des villes pour les mesures d'électricité atmosphérique. Cette influence qui, à ma connaissance, n'a jamais été exactement mesurée, est généralement attribuée à une diminution de la conductibilité atmosphérique, due à la diminution du nombre des petits ions, auxquels est due la majeure partie de cette conductibilité atmosphérique; ces petits ions se fixant sur les particules constituant la fumée pour former de gros ions, dont la mobilité est beaucoup plus faible. Cette explication est-elle suffisante pour rendre compte des très fortes variations du champ que nous avons observées ? Ne faut-il pas faire intervenir une charge électrique propre de la fumée ?

(*) Séance du 25 novembre 1957.

ZOOLOGIE. — *Éthologie de la reproduction d'un Dipneuste africain* Protopterus dolloï (*Boulanger*). Note (*) de MM. **Paul Brien**, **M. Poll** et **Jean Bouillon**.

La position systématique des Dipneustes dont l'organisation et la physiologie sont intermédiaires entre les Poissons et les Amphibiens, l'ancienneté de leur évolution qui remonte aux *Crossoptérygiens* de l'époque dévonienne, confèrent une grande signification au comportement actuel de ces « fossiles vivants » des eaux tropicales.

On connaît en Afrique quatre espèces de *Protopterus : P. annectens*, *P. æthiopicus*, *P. dolloï*, *P. amphibius*. Seule l'éthologie de *P. annectens* a été bien étudiée, notamment en sa phase de vie léthargique dans un cocon enfoui dans la terre durcie — à la condition expresse que le retrait des eaux l'impose, en saison sèche, aux individus prisonniers dans la vase en dessiccation — et au cours de la période de la nidification dans des excavations du sol, creusées par le mâle à proximité des rives, lors de la montée des eaux.

[En Gambie : Th. C. P. Weir, 1835; W. N. Parker, 1892; J. S. Budget,

1899-1901; S. O. Svenson, 1931-1950; A. G. Johnels, 1954; sur le haut Lualaba, au Congo Belge, par l'un d'entre nous, en 1937 et 1948; *voir* aussi M. Blanc, F. d'Aubenton, Y. Plessis, 1954.]

Protopterus dolloï appartient exclusivement au bassin du Congo et aux fleuves côtiers du Congo français. Aux environs de Léopoldville, son comportement est très différent de celui de *P. annectens*, notamment dans les marais boisés d'arbres et de palmiers de l'embouchure de l'Ingundu près du Kinkole et à Bokale, dans les marais couverts de papyrus et de graminées à l'embouchure de la Djili, et des îles de l'Archipel de Bâmu (Ile de Mangolo). Ce sont des régions en contre-bas, comprises entre les savanes — dont les sépare un talus de 5 à 10 m — et le bord des eaux libres du Stanley-Pool ou des rivières qui y affluent. Elles sont d'un accès souvent difficile et lorsqu'elles forment des prairies de hautes herbes, elles ne peuvent être vraiment explorées qu'après l'incendie de leur végétation.

Après le retrait des eaux (juillet, août, septembre), les marais sont constitués d'une vase noire dont la consistance est renforcée par le chevelu des racines; elle diminue au fur et à mesure qu'on se rapproche des eaux libres où les marais se prolongent par des îles flottantes de papyrus et de graminées. D'autre part, la vase devient de plus en plus liquide, à une profondeur de 50 cm, pour faire place à une nappe d'eau boueuse souterraine en communication avec le fleuve. Ces marais boisés ou herbeux sont inondés en période de crue et ne sont alors praticables qu'en pirogue.

Au début de la saison sèche, le *Protopterus dolloï* s'enfonce dans la boue comme le font tous les Protoptères menacés par la sécheresse. Mais il ne forme pas de cocon; les conditions physiques que présentent les marais au Stanley-Pool, excluent d'ailleurs un tel comportement. Au lieu de tomber en léthargie, *Protopterus dolloï* entre en phase sexuelle.

Dans la nécessité de respirer l'air atmosphérique à la façon de tout Dipneuste, il remonte de la fange liquide vers le plafond de vase, soit en empruntant la voie suivie lors de son enfouissement, soit en creusant un nouveau chenal à faible inclinaison qui aboutit à une sorte de puits vertical, profond de 30 à 50 cm, ouvert au sommet d'une petite butte de vase rejetée par l'animal à la façon d'une taupinière.

Le chenal et le fond du puits sont occupés par de l'eau boueuse souterraine (kaolineuse dans les régions de Kinkole), au pH de 5,5 environ et à la température de 22 à 24° C. Le puits élargi à sa base n'est pas un « nid » à proprement parler, mais une sorte de cheminée d'aération. Le Protoptère y vient boire l'air à la surface de l'eau. C'est à proximité de ce puits d'aération que le chenal est agrandi en une chambre de ponte. La femelle y dépose ses œufs puis retourne dans les profondeurs des eaux souterraines et le long des rives du Pool. Le mâle se tient, dans le chenal, auprès de la nichée. La ponte d'un même nid est homogène. Les œufs

y sont tous au même stade. Ils proviennent donc d'une seule mère, et ont été déposés en même temps, contrairement à ce qui fut signalé au sujet de *P. annectens*. Sur une centaine de nids découverts, 40 ont été étudiés; les embryons étaient, à très peu de chose près, au même état de développement.

Le puits d'aération, la chambre de ponte sur le trajet du chenal sont creusés dans les portions les plus consistantes du sol et souvent entre les grosses racines d'une souche d'arbre. Ils résistent à l'inondation au cours des crues. A la saison sèche suivante, ils sont réoccupés et abritent de nouvelles pontes. Toutefois ce réemploi implique le réaménagement du nid et provoque le rejet de boue par l'orifice d'aération de telle sorte que la butte au sommet de laquelle s'ouvre le puits, se surélève chaque année. Le nid est donc permanent. Dans les marais, on en compte qui ont cinq à dix ans, et dont la butte s'élève de 50 à 100 cm.

Les particularités de la reproduction du *Protopterus dolloï* expliquent la « pêche » curieuse dont il est l'objet. Les indigènes capturent le mâle « au nid », en le transperçant à l'aide de longues piques dont ils lardent le sol, à l'aveuglette, autour de la taupinière d'un puits d'aération. Cette éthologie permet aussi de connaître avec précision le moment et le lieu de ponte et de recueillir en toute certitude les œufs au stade embryonnaire désiré, de poursuivre les observations, sur place, au cours du développement des larves et de la métamorphose des alevins.

(*) Séance du 25 novembre 1957.

M. **Louis de Broglie** fait hommage du Fascicule VII des *Grands problèmes des sciences : La théorie de la mesure en Mécanique ondulatoire* (*Interprétation usuelle et interprétation causale*), dont il est l'auteur.

RENOUVELLEMENT ANNUEL DU BUREAU ET DES COMMISSIONS ADMINISTRATIVES.

M. **Albert Portevin** est élu vice-président pour l'année 1958 par la majorité absolue des suffrages exprimés.

MM. **Albert Caquot** et **Gabriel Bertrand** sont réélus Membres des Commissions administratives par l'unanimité des suffrages exprimés.

DÉSIGNATIONS.

La **Commission consultative pour l'Antarctique du Conseil international des Unions scientifiques** informe l'Académie qu'au cours de la réunion tenue récemment, à Stockholm, la décision a été prise de constituer un *Comité spécial de recherches antarctiques* qui aura pour mission de poursuivre les recherches entreprises à l'occasion de l'Année géophysique internationale 1957-1958 et elle invite l'Académie à se faire représenter par un délégué dans ce Comité.

L'Ingénieur hydrographe principal **Bertrand Imbert** est chargé de cette mission, mais comme il est actuellement retenu pour quelque temps en Terre Adélie à la tête de l'expédition française, M. **André Gougenheim** le suppléera provisoirement auprès du Comité.

CORRESPONDANCE.

L'Académie est informée des **Journées internationales d'information** consacrées aux applications économiques et sociales de l'automation qui auront lieu, à Namur, les 13 et 14 décembre prochain.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *History of entomology in world war II*, by Emory C. Cushing;

2° A Ciba Foundation Symposium on drug resistance in micro-organisms;

3° XIXe Congrès géologique international. *Symposium sur les gisements de fer du Monde*. Tomes I et II et *Atlas*, par Fernand Blondel et L. Marvier. *Symposium sur les séries de Gondwana*, par Curt Teichert. *Atlas photographique d'Algérie. Liste des géologues invités. Comptes rendus. Monographies régionales. Cartes. Lexique stratigraphique international.*

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur la répartition des points où certaines fonctions méromorphes prennent une valeur a.* Note (*) de MM. **Hans Künzi** et **Hans Wittich**, présentée par M. Paul Montel.

Les considérations suivantes ont trait à des fonctions méromorphes $w = w(\zeta)$ dont la surface de Riemann se laisse représenter par un réseau de Speiser-Nevanlinna à un nombre fini de bouts simplement périodiques. Nous montrons que les zéros de $w(\zeta) - a$ sont alors disposés le long de spirales bien déterminées.

1. Comme dans notre Note précédente [1], nous nous appuyons essentiellement ici sur le théorème de déformation et de torsion de Teichmüller-Wittich-Belinsky sur les représentations quasi conformes appliquant le plan $z \neq \infty$ sur $w \neq \infty$ à condition que

$$\iint_{|z|>\mu_0} \left(\mathrm{D}_{\frac{z}{w}} - 1\right) d\,\mathrm{Log}\,\sigma_z$$

($\mathrm{D}_{z/w}$ est le quotient des dilatations), on a la relation asymptotique

(1) $$w(z) = \mathrm{A}z(1 + \varepsilon(z)),$$

avec $\varepsilon(z) \to 0$ pour $|z| \to \infty$. L'application (1) est appelée presque conforme.

Pour notre étude de la répartition des valeurs, nous avons, dans chaque cas, découpé adéquatement la surface de Riemann représentée par le réseau de Speiser-Nevanlinna, puis nous avons uniformisé partiellement les différentes

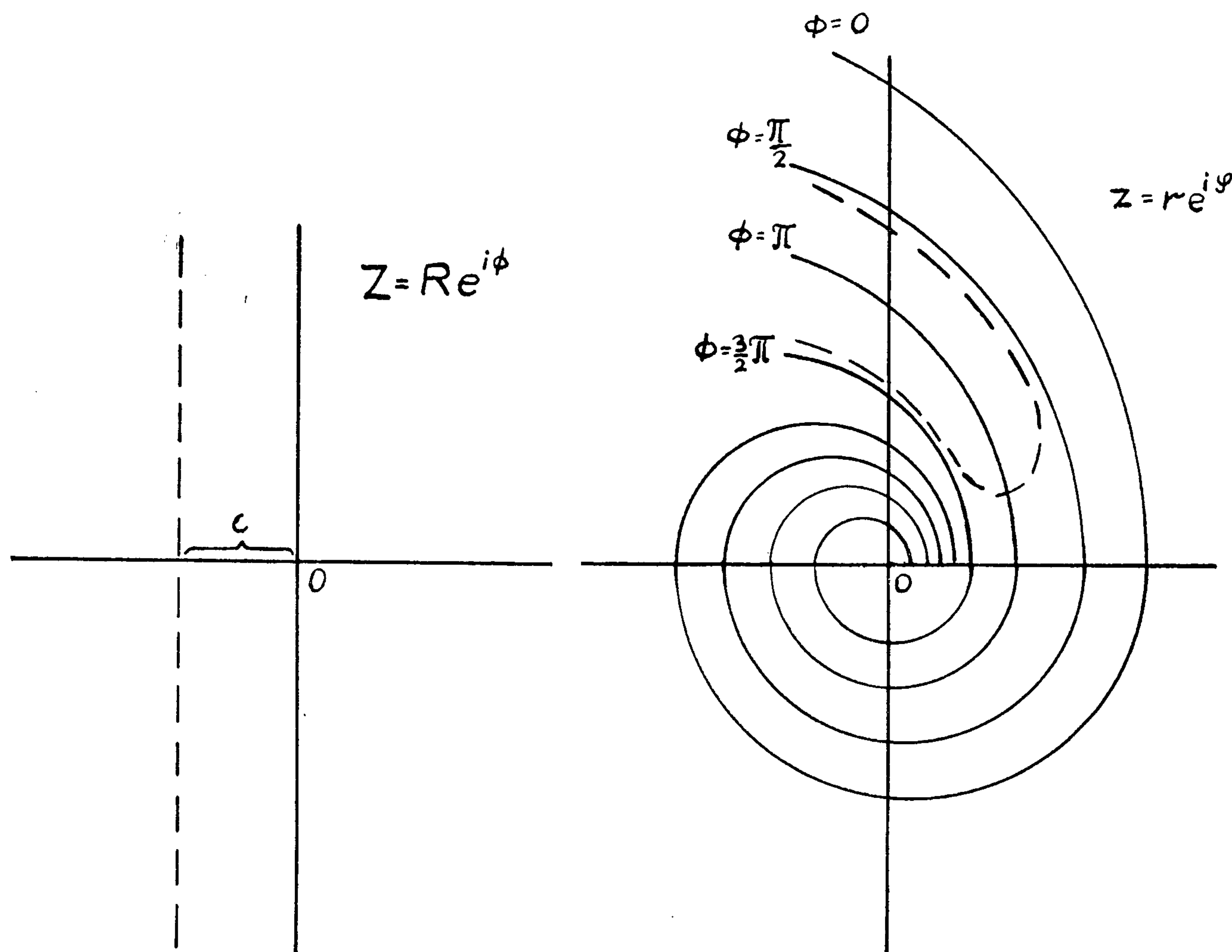


Fig. 1*a*. Fig. 1*b*.

parties par applications conformes ou presque conformes dans des demi-plans des Z ($\mathrm{Z} = \mathrm{R}e^{i\Phi}$), telles que la coordination donnée des bords permette une juxtaposition des différentes parties. Dans cette juxtaposition, une représentation particulière à spirale

(2) $$\mathrm{Z} = z^{\alpha+i\beta},$$

joue un rôle important. Les constantes réelles α et β sont dans chaque cas, bien déterminées par la surface donnée.

2. En quels points la fonction prend-elle la valeur a? Pour notre classe particulière de fonctions, il n'est pas difficile de voir que les images quasi conformes de ces points dans les demi-plans des $Z\,(Z = X + iY)$ sont en général

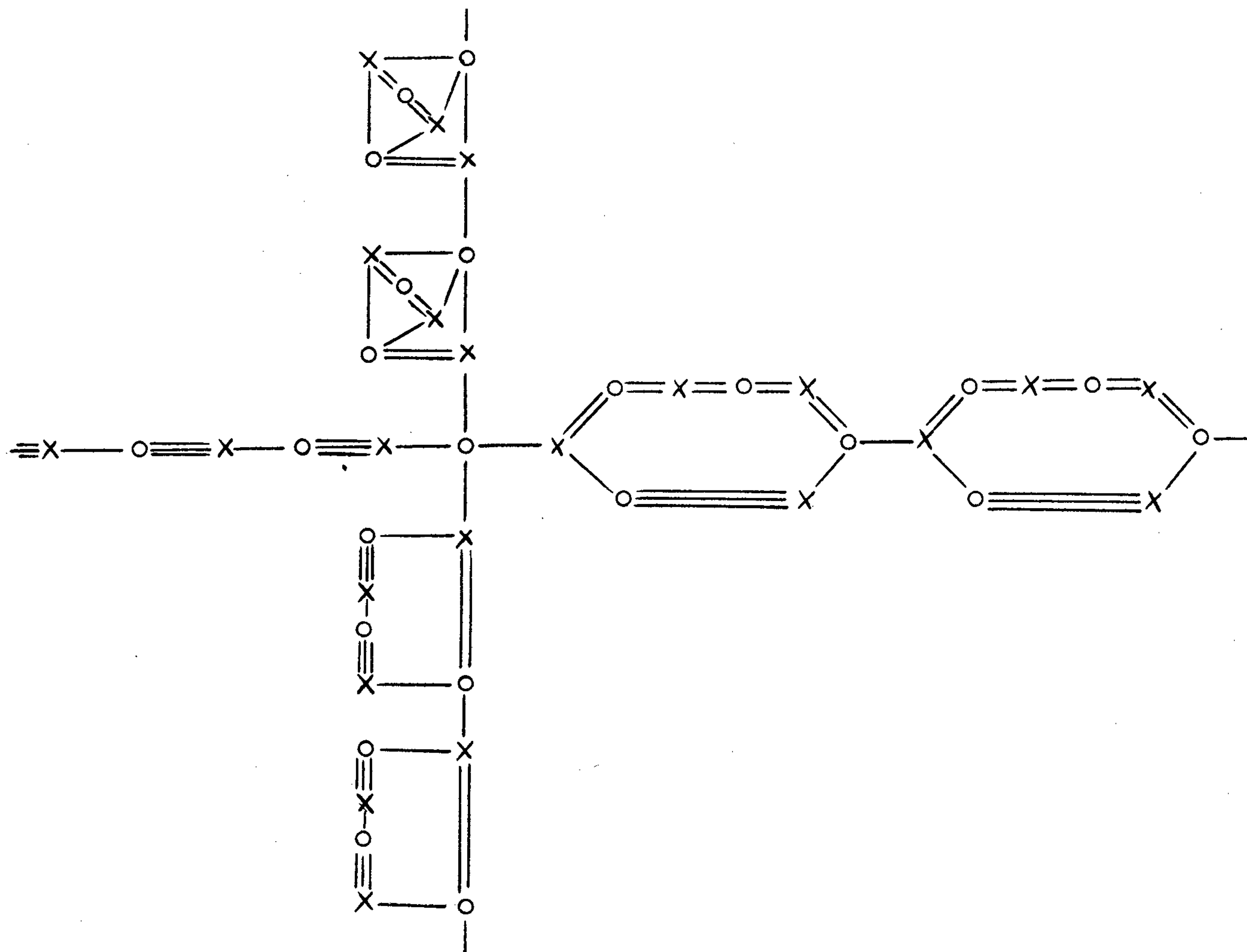


Fig. 2.

sur des droites $X = \mathrm{Cte} = c$. Un calcul simple montre que les rayons du plan des Z avec $\theta_k = (\pi/2)k$; $k = 0, 1, 2, \ldots$ ont pour images dans le plan des $z\,(z = r\,e^{i\varphi})$, par l'application (2), les spirales logarithmiques

$$\log r = -\frac{\alpha}{\beta}\varphi + \frac{\theta_k}{\beta} \quad (\textit{fig. } 1). \tag{3}$$

On calcule en outre que les rayons $X = c$, $Y > 0$ du plan des Z avec $\theta_j = (2j+1)(\pi/2)$; $j = 0, 1, 2, \ldots$ correspondent à des courbes en coordonnées polaires dans le plan des z de la forme

$$\log r = -\frac{\alpha}{\beta}\varphi + \frac{\theta_j}{\beta} + \frac{(-1)^{j+1}c}{\beta \exp\left(-K\varphi + \frac{\alpha}{\beta}\theta_j\right)}\left[1 + O(e^{K\varphi})\right] \quad (\textit{fig. } 1). \tag{4}$$

Ici on a $\beta < 0$ et $K = (\alpha^2 + \beta^2)/\beta < 0$. Pour $\beta > 0$ nous avons $K > 0$ et dans (4), on a à remplacer φ par $-\varphi$.

La représentation (4) nous montre que ces courbes diffèrent en général peu des spirales logarithmiques : $\log r = -(\alpha/\beta)\varphi + (\theta_j/\beta)$. Le théorème (1) permet la transposition dans le plan des ζ, où la fonction considérée $w = w(\zeta)$ prend la valeur a dans des domaines étroits, bordés par des spirales, autrement dit, dans des bandes spirales étroites.

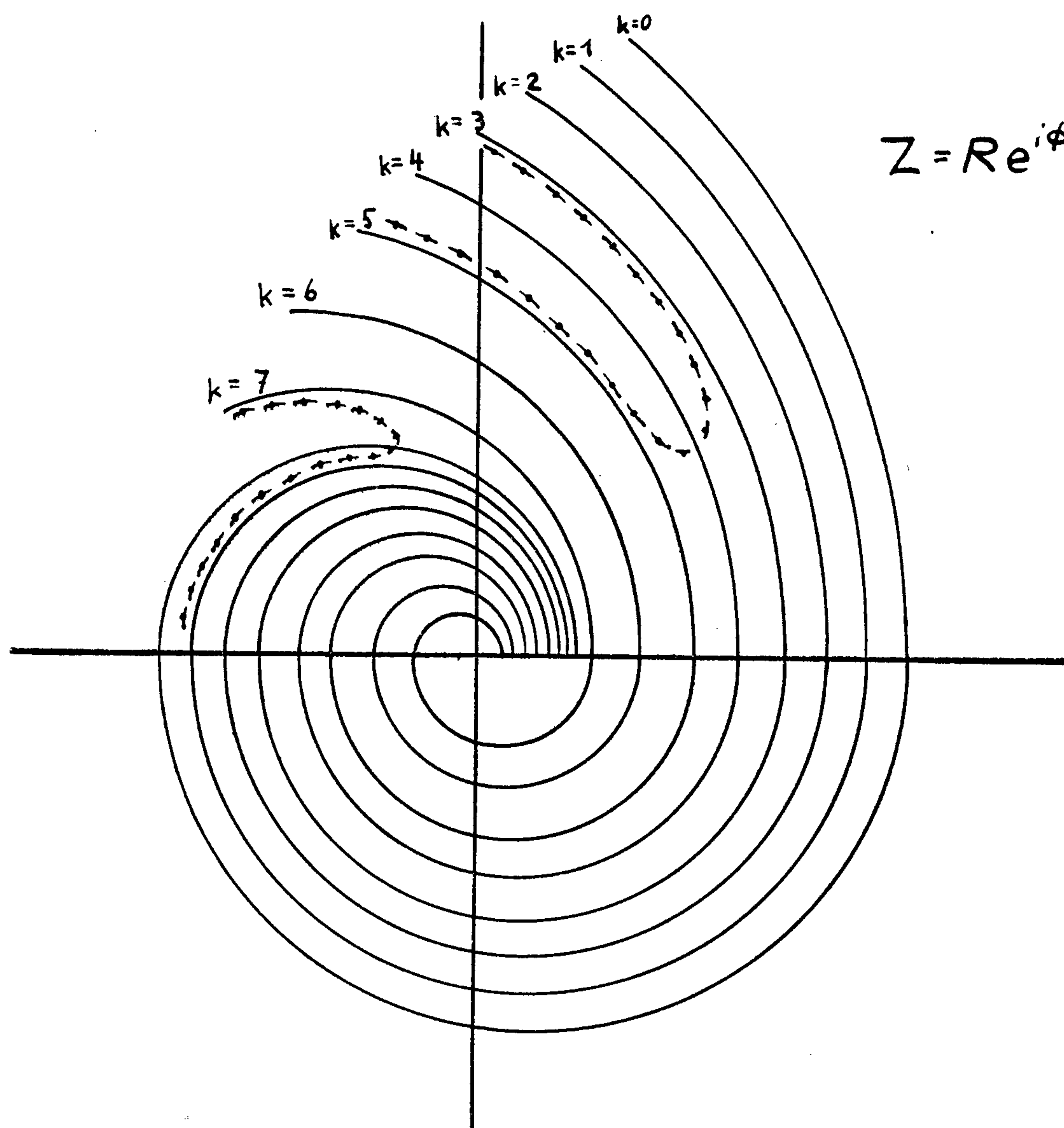


Fig. 3.

3. Considérons par exemple un réseau de Speiser-Nevanlinna à quatre bouts simplement périodiques (*fig.* 2); les zéros de $w(\zeta) - a$ sont alors dans le plan des z sur quatre spirales, comme l'indique schématiquement la figure 4.

En ajoutant les bouts doublement périodiques aux simplement périodiques déjà considérés on montre également que les zéros de $w(\zeta) - a$ restent encore sur de telles spirales.

(*) Séance du 25 novembre 1957.

(1) H. Künzi et H. Wittich, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1103.

SURFACE DE RIEMANN. — *Sur le comportement d'une fonction analytique à la frontière idéale d'une surface de Riemann.* Note (*) de M. **Corneliu Constantinescu**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

On montre qu'une fonction analytique $w(z)$ sur une surface de Riemann a une limite bien déterminée lorsque z tend vers un point de la frontière idéale de Kerékjartó-Stoïlow (élément frontière) de cette surface si l'élément frontière et la fonction $w(z)$ satisfont à certaines conditions.

1. Notons par R un domaine d'une surface de Riemann, par γ sa frontière relative, se composant d'un nombre fini de courbes analytiques simples fermées. Nous dirons que R est un domaine de type O_{KY} ($Y = B$, D) si toute surface de Riemann R^*, obtenue en ajoutant à R un ensemble compact le long de γ, appartient à la classe O_{KY} ([1]). Par K on comprend ici la famille des fonctions harmoniques $u(z)$ pour qui $\int_\lambda (\partial u/\partial x)\, ds = 0$ pour toute courbe simple fermée λ qui divise la surface. Traçons une courbe analytique γ_0 simple fermée sur R, qui sépare γ de la frontière idéale ([2]) de R et désignons par R_0 le domaine compact compris entre γ et γ_0. On montre en utilisant la méthode de l'opérateur linéaire de Sario, que R est un domaine du type O_{KY} si, et seulement si, chaque fonction $u(z)$, harmonique sur $\bar{R}$ et appartenant à la classe KY sur $R - R_0$, satisfait l'égalité $u(z) = L_0 u(z)$ où L_0 est l'opérateur linéaire de Sario ([1]). A l'aide de ce critérium on peut montrer que :

I. Si un prolongement R^* de R le long de γ appartient à la classe O_{KY}, R est un domaine du type O_{KY}.

II. Si R est un domaine du type O_{KY}, alors n'importe quel domaine $R_1 \subseteq R$, ayant une frontière relative formée d'un nombre fini des courbes analytiques simples fermées est de type O_{KY}.

III. Si R est quasi simple (schlichtartig), et qu'on le représente conformément sur le domaine D du plan complexe ζ, qu'on désigne par F l'image de la frontière idéale de R (qui est un ensemble fermé du plan complexe ζ), les deux conditions suivantes sont équivalentes : *a*. R est un domaine de surface de Riemann du type O_{KY}; *b*. $F \in N_Y$ ([3]) [$F \in N_Y$ lorsque toute fonction $w(\zeta) \in AY$ dans l'ensemble complémentaire de F se réduit à une constante].

IV. Si R est un domaine du type O_{KY} et $u(z)$ est une fonction harmonique sur $\bar{R}$ appartenant à la classe KY sur $R - R_0$, alors $u(z) \in HBD$ sur $\bar{R}$ et $u(z)$ prend son maximum (et son minimum) sur la frontière relative γ de R.

2. Nous voulons démontrer maintenant le lemme suivant :

Lemme. — *Désignons par* R *un domaine d'une surface de Riemann du type* O_{KY}, *par* γ *sa frontière relative et par* $w(z) = u(z) + iv(z)$ *une fonction analytique*

appartenant à la classe AY *sur* $\overline{R}$. *Si* M *et* m *désignent le maximum et le minimum de* $u(z)$ *sur* R (*ou sur* γ) *alors* $M - m \leqq \int_\gamma |dw|$.

Nous désignons par $\gamma_1, \gamma_2, \ldots, \gamma_k$, les courbes simples fermées qui composent γ et par

$$m_j = \inf_{z\in\gamma_j} u(z); \qquad M_j = \sup_{z\in\gamma_j} u(z); \qquad M_1 \leqq M_2 \leqq \ldots \leqq M_k.$$

Le lemme résultera facilement de l'inégalité $M_j \geqq \inf_{j+1\leqq\nu\leqq k} m_\nu$ pour chaque j, $1\leqq j\leqq k-1$. Supposons que pour un j l'inégalité précédente ne soit pas satisfaite :

$$M_j < m_\nu \qquad (j+1 \leqq \nu \leqq k).$$

Prenons alors la fonction harmonique sur γ, $s(z)$, définie par les égalités

$$s(z) = M_j \qquad \text{sur} \quad \gamma' = \bigcup_{\nu=1}^{j} \gamma_\nu,$$

$$s(z) = u(z) \qquad \text{sur} \quad \gamma'' = \bigcup_{\nu=j+1}^{k} \gamma_\nu.$$

Des propriétés connues de L_0 ([3]), résulte que la fonction $u_0(z) = L_0 s(z)$ est harmonique sur $\overline{R}$, appartient à la classe KY sur $R - R_0$ et est égale à $s(z)$ sur γ. De IV résulte

$$M_j \leqq u_0(z); \qquad u(z) \leqq u_0(z)$$

dans R et donc

$$0 \leqq \frac{\partial u_0}{\partial n} \quad \text{sur}\ \gamma', \qquad \frac{\partial u}{\partial n} \leqq \frac{\partial u_0}{\partial n} \qquad \text{sur}\ \gamma'',$$

la dérivée normale étant prise à l'intérieur de R. On en tire immédiatement la contradiction

$$0 = -\int_{\gamma''} dv = \int_{\gamma''} \frac{\partial u}{\partial n}\, ds \leqq \int_{\gamma''} \frac{\partial u_0}{\partial n}\, ds = -\int_{\gamma'} \frac{\partial u_0}{\partial n}\, ds < 0.$$

parce que $\partial u_0/\partial n = 0$ sur γ' seulement en des points isolés.

A l'aide de ce lemme nous démontrerons le théorème suivant :

Théorème 1. — *Soit* R *un domaine d'une surface de Riemann du type* $O_{KY}(Y=B, D)$ *et p un point de la frontière idéale de* R *au sens de Kerékjártó-Stoïlow (élément frontière) ainsi que la longueur extrémale de la famille des courbes sur* R *séparant* γ *de p est nulle* ([4]). *Chaque fonction analytique uniforme* $w(z) \in$ AY *sur* R *tend vers une valeur bien déterminée lorsque z tend vers p.*

Par courbe nous comprenons ici une réunion finie de courbes analytiques simples fermées. D'ici résulte, en tenant compte de ce que l'intégrale de Dirichlet de $w(z)$ est finie (conformément à IV), l'existence de courbes

$\gamma_1, \gamma_2, \ldots, \gamma_n, \ldots$ séparant γ de p, pour lesquelles $\lim_{n \to \infty} \int_{\gamma_n} |dw| = 0$. Désignons par R_n le domaine ayant γ_n comme frontière relative et p comme point de la frontière idéale. D'après II, R_n est un domaine de type O_{KY} et d'après le lemme démontré :

$$\sup_{z \in R_n} u(z) - \inf_{z \in R_n} u(z) \leqq \int_{\gamma_n} |dw|.$$

Mais

$$\limsup_{z \to p} u(z) - \liminf_{z \to p} u(z) \leqq \sup_{z \in R_n} u(z) - \inf_{z \in R_n} u(z).$$

et d'ici résulte $\limsup_{z \to p} u(z) = \liminf_{z \to p} u(z)$. Nous obtenons pour $v(z)$ une égalité similaire, ce qui complète la démonstration.

3. THÉORÈME 2. — *Soit* R *un domaine d'une surface de Riemann, p un point de la frontière idéale de* R *au sens de Kerékjartó-Stoïlow et $w(z)$ une fonction méromorphe uniforme sur* R *qui prend chaque valeur du plan complexe w au plus n fois. Si $w(z)$ tend vers une valeur bien déterminée lorsque z tend vers p, alors la longueur extrémale de la famille des courbes sur* R *qui relient la frontière relative γ de* R *à p est infinie.*

Pour la démonstration nous pouvons supposer que $\lim_{z \to p} w(z) = 0$ et le théorème en résulte par utilisation de la métrique

$$\rho(z) = \begin{cases} \dfrac{|w'(z)|}{|w(z)| \log \dfrac{1}{|w(z)|}}, & \text{pour } |w(z)| \leqq \dfrac{1}{e}, \\ \dfrac{|w'(z)|}{e\,|w(z)|^2} & \text{pour } |w(z)| \geqq \dfrac{1}{e}, \end{cases} \quad (^5).$$

(*) Séance du 25 novembre 1957.

(1) L. SARIO, *Trans. Amer. Math. Soc.*, 73, n° 3, 1952, p. 459-470.

(2) S. STOÏLOW, *Leçons sur les principes topologiques de la théorie des fonctions analytiques*, 2e éd., Gauthier-Villars, Paris, 1956, p. 85-87.

(3) L. AHLFORS et A. BEURLING, *Function theoretic null-sets*, *Acta Math.*, 83, 1950, p. 101-129.

(4) M. Jurchescu a démontré dans sa thèse [*Suprafeţe riemanniene cu frontiera absolut dicontinuă* (Bucarest) dont une version en langue anglaise paraîtra prochainement] que la longueur extrémale de cette famille est nulle si, et seulement si, la capacité logarithmique de p est nulle; pour la définition, *voir* L. SARIO, *Ann. Math.*, 59, 1954, p. 135-144.

(5) Un développement de cette Note paraîtra dans la *Revue de Mathématiques pures et appliquées* (Bucarest).

CALCUL NUMÉRIQUE. — *Remarques sur le calcul automatique des déterminants et polynomes caractéristiques par la méthode des cycles.* Note (*) de M. **René Gouarné**, présentée par M. Louis de Broglie.

On donne un organigramme du calcul de $|A|$ pour une matrice $n \times n$ A qui obtient les termes sous forme naturelle [un terme est sous cette forme quand ses éléments facteurs sont dans l'ordre des indices de ligne croissants, par opposition à la forme cyclique, expression du terme comme produit de termes cycliques [1]]. On introduit cet organigramme dans celui [2] de $|A - \lambda I|$ et l'on compare les deux procédés.

1. *Calcul de* $|A|$. — On propose le schéma ci-contre (*fig.* 1).

a. La préparation est formée des instructions précédant le premier test : $A \to M$ se fait comme en [3]; D, S, Te, L, K ont même sens qu'en [3] ainsi que les deux ensembles de mémoires Ta et R; J est une mémoire.

b. L'organigramme proposé, noté O. C. D. N., obtient les termes de $|A|$ sous forme naturelle $\rho(P)a(P) = \pm a_{1,i_1} a_{2,i_2} \ldots a_{n,i_n}$.

On calcule d'abord $a(P)$. Considérant l'élément $(M_{(L),(k)})$, on s'assure qu'il est non nul et que son indice de colonne n'est pas en Ta, (qu'il diffère de ceux des précédents facteurs); si les deux réponses sont oui, on le met en F et l'on soumet aux mêmes tests l'élément voisin de la ligne (L) utilisable plus tard à la formation d'un terme si les tests sont positifs. Les tests « $(J) = 0$? » sont utiles. Quand $(L) = (S)$, on a $a(P)$ en Te par $(F) \times (Te) \to Te$, après avoir mis éventuellement en R à chaque étape l'état du calcul $E_{(L)}$ donné par (Ta), (Te), (K) et (L); R compte au plus $(n - 1)(n + 3)$ mémoires (moins qu'en [3]). On note $R_{(L)}$ l'ensemble de mémoires contenant $E_{(L)}$; E_{max} et R_{max} sont relatives au maximum de (L).

On calcule ensuite $\rho(P)$. On a [4]

$$\rho(P) = \cos(n + c_1 + c_2 + \ldots + c_n)\pi = \cos(n + c)\pi$$

si P contient c_i cycles i-aires $(1 \leq i \leq n)$, soit $c = c_1 + \ldots + c_n$ cycles. Les mémoires de Ta étant numérotés de 1 à n, P est alors la permutation qui transforme le rang de chacune en son contenu. La partie d'organigramme comprise entre les tests « $(L) = (S)$? » et « D. $[(S) + (c)]/2 = 0$? » obtient c en C. Soit D.z la partie décimale d'un nombre z. Selon que le dernier test cité est positif ou non, $\rho(P)$ vaut plus un ou moins un; selon le cas, on fait $(D) + (Te) \to D$ directement ou après changement de signe de (Te). Le retour à « R vide ? » s'explique comme en [3].

2. *Calcul de* $|A - \lambda I|$. — Comme en [3], on calcule $|A - \lambda I|$ sous forme d'un polynôme à coefficients égaux à une somme de mineurs diagonaux de A d'ordre convenable [5]. On utilise résultats et notations de l'étude citée [2], notamment le schéma général (*fig.* 2) avec modification de la préparation et

substitution de O. C. D. N. modifié à O. C. D. C; d'où l'organigramme (*fig.* 3) où « faire $s(\mathrm{s}) \to S\,(\mathrm{s} \leqq n)$ » est la même qu'en (²).

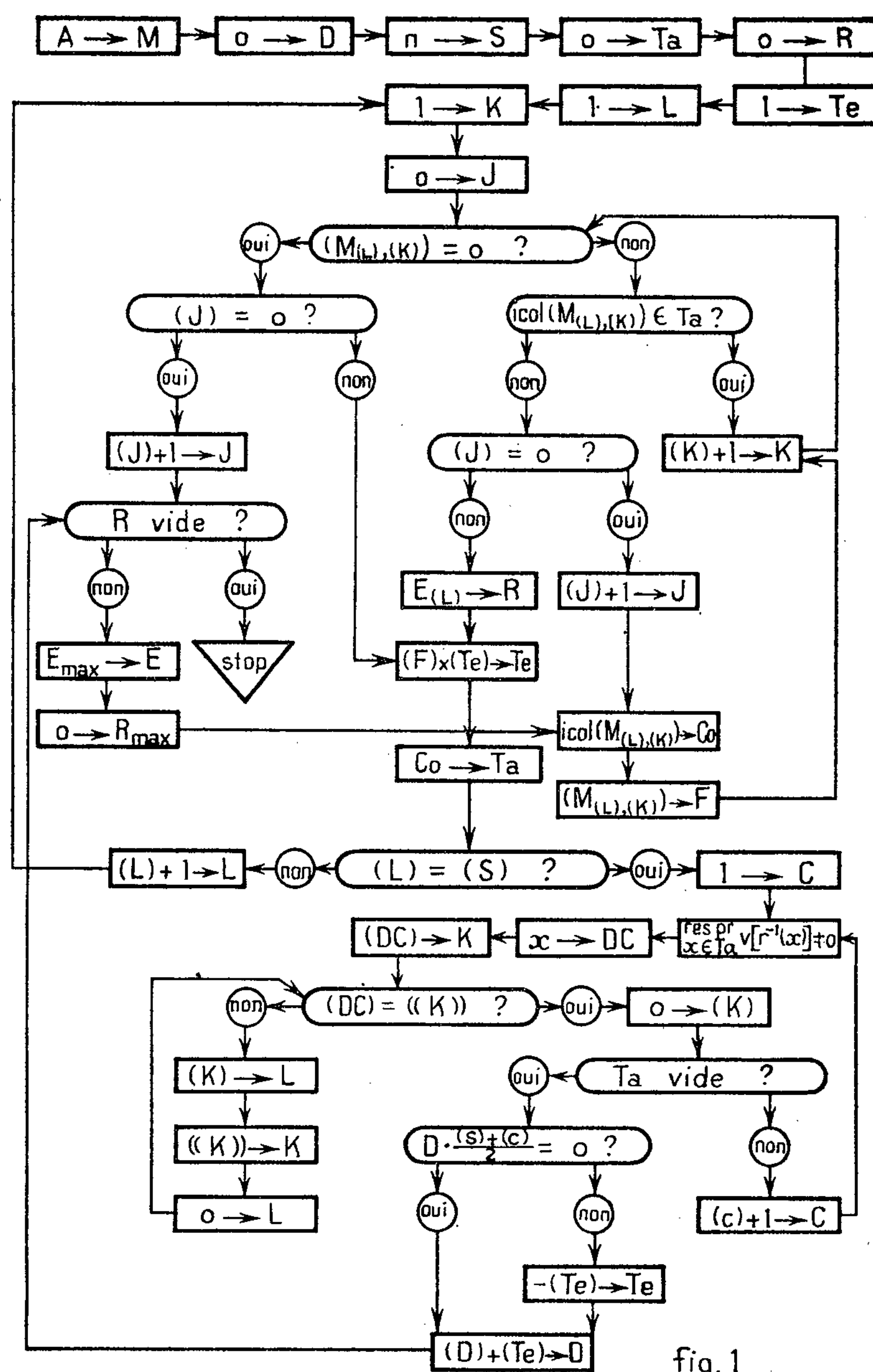


fig. 1

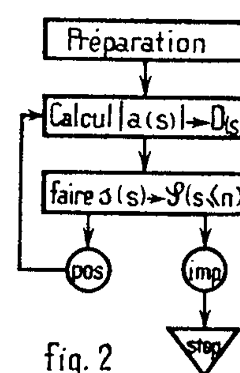


fig. 2

3. *Discussion.* — La comparaison des méthodes (cycles (⁴) ou naturelle exposée ici) n'est pas concluante.

La première, pour le calcul (³) de $|A|$ ou celui (²) de $|A - \lambda I|$ est plus claire et cohérente; R compte alors plus de mémoires que dans la méthode naturelle. Celle-ci en outre impose moins souvent, dans le calcul de $|A - \lambda I|$ (§ 2), l'annulation de Ta qui se fait au cours du calcul de $\rho(P)$. En conclusion, la

méthode des cycles ([4]), forme théorique de la méthode des polygones ([6]), ne rend pas au praticien du calcul automatique les services fournis au calculateur

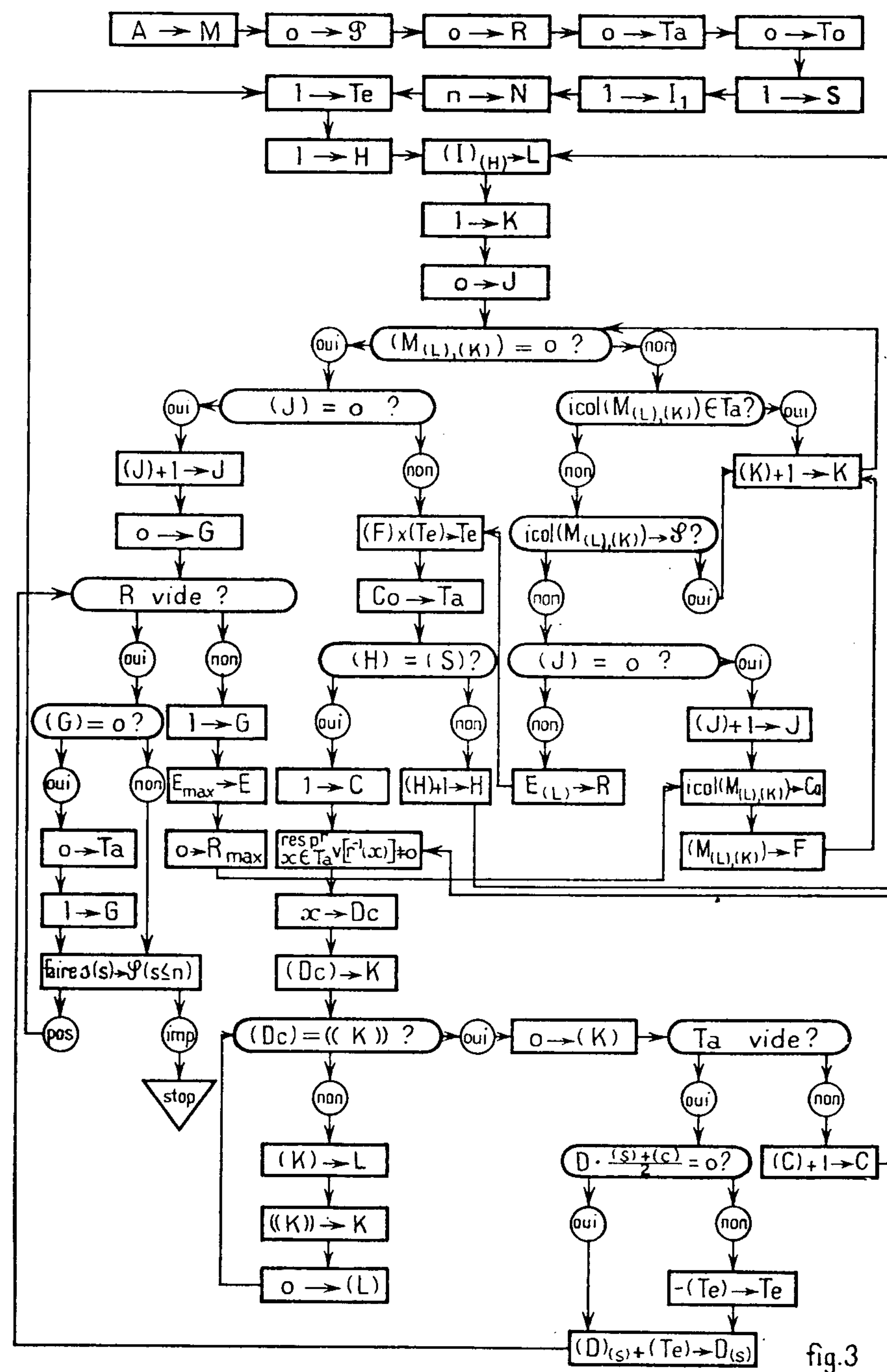


fig.3

traditionnel dans le cas des matrices creuses [([5]), ([7])]; elle conduit néanmoins à des méthodes directes utiles.

(*) Séance du 7 octobre 1957.

([1]) R. Gouarné, *Comptes rendus*, **239**, 1954, p. 383.
([2]) R. Gouarné, *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 1114.
([3]) R. Gouarné, *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 824.
([4]) R. Gouarné, *J. Rech. C. N. R. S.*, n° **34**, 1956.
([5]) R. Gouarné, *Thèse*, Paris, 1956, § **7**, p. 19.
([6]) I. Samuel, *Comptes rendus*, **229**, 1949, p. 1236.
([7]) I. Samuel, *Thèse*, Paris, 1957.

MÉCANIQUE. — *Mouvement du pendule paraconique et éclipse totale de Soleil du 30 juin 1954*. Note (*) de M. **Maurice Allais**, présentée par M. Albert Caquot.

Le plan d'oscillation du pendule paraconique s'est déplacé d'environ 15 grades au moment de l'éclipse totale de Soleil du 30 juin 1954. Les forces mises en jeu sont de l'ordre de grandeur de celles qui correspondent à l'effet de Foucault. La perturbation constatée paraît devoir être considérée comme résultant de l'effet de l'éclipse.

1. La présente Communication se propose d'exposer les perturbations remarquables constatées dans le mouvement du pendule paraconique de notre laboratoire de Saint-Germain-en-Laye au moment de l'éclipse totale de Soleil du 30 juin 1954.

Ces perturbations ont eu lieu lors de la série d'observations enchaînées de 32 jours de juin-juillet 1954 (1).

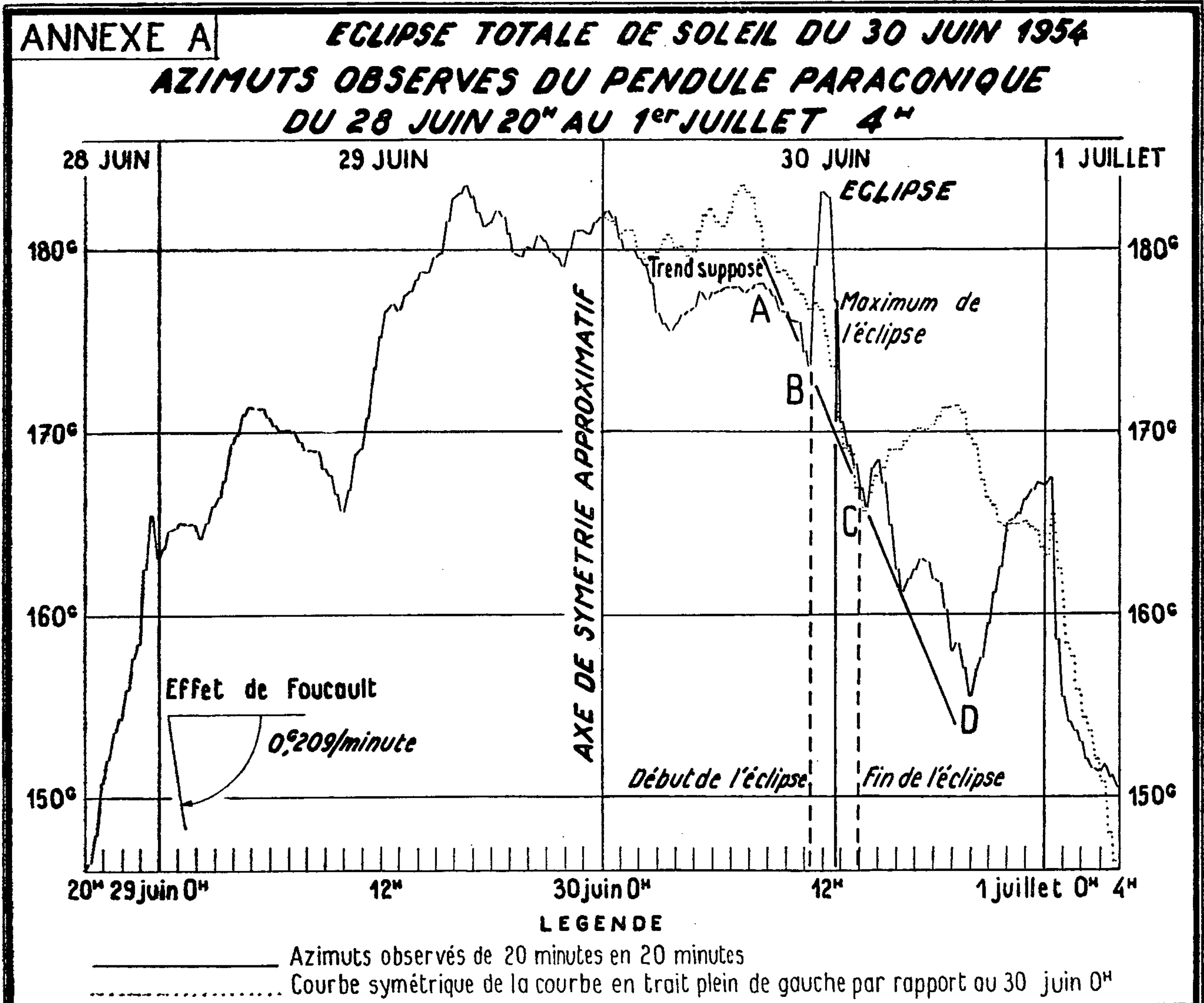
2. Le dispositif expérimental général ayant déjà été décrit, j'indiquerai simplement que le pendule dont on observait le mouvement était un pendule paraconique (c'est-à-dire suspendu par une bille) dissymétrique constitué par un disque de bronze vertical de 7,520 kg, et de deux disques horizontaux d'un poids total de 7,700 kg.

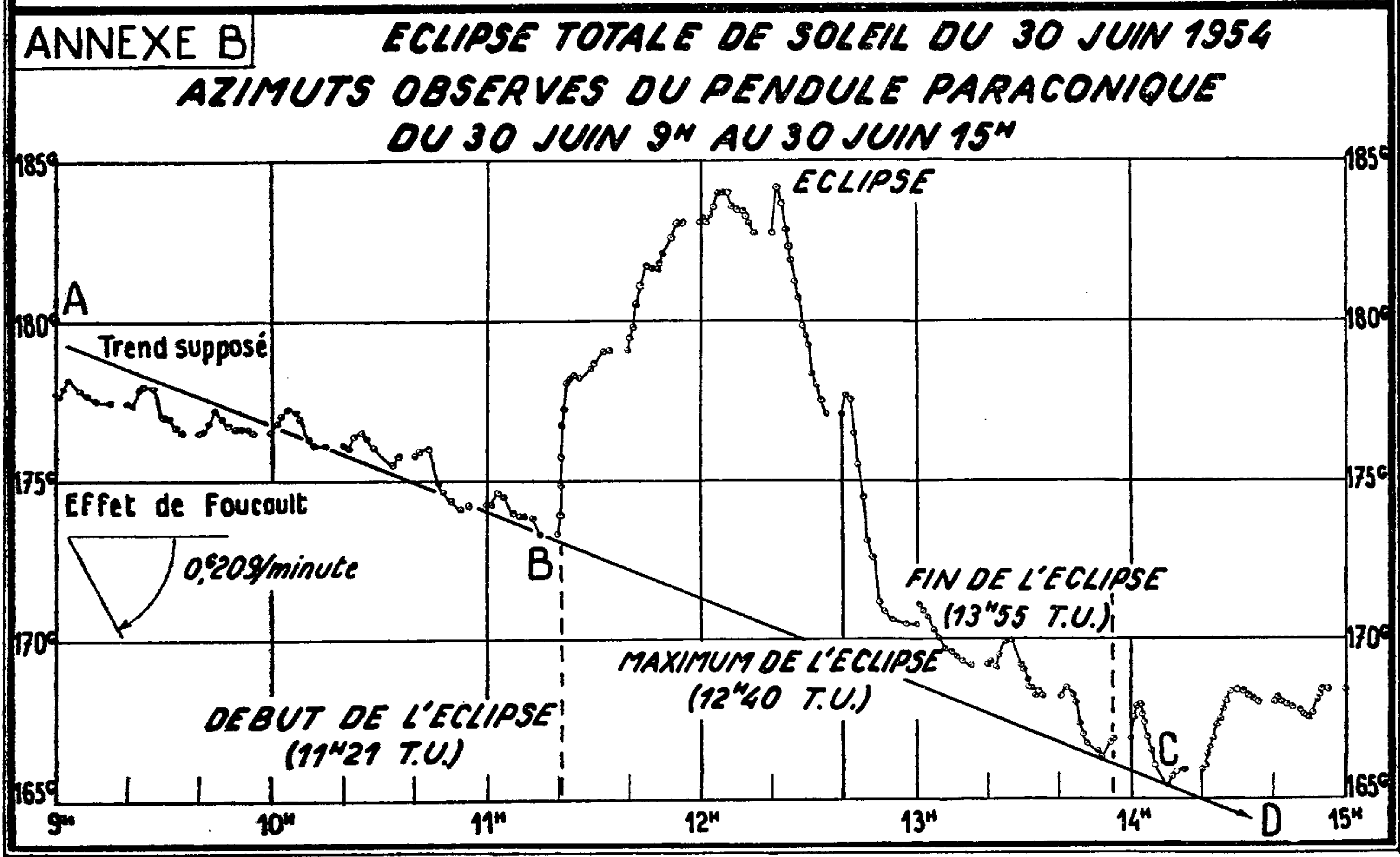
Le poids total du pendule était de 19,8 kg. La longueur du pendule simple équivalent était de 78,29 cm et la période d'oscillation de 1,775 s. L'amortissement était d'environ 11,5 % en 14 mn. Le pendule était lâché toutes les 20 mn avec une amplitude initiale d'environ 0,11 rad et observé pendant 14 mn environ.

3. Les graphiques ci-après donnent en fonction du temps porté en abscisse le déplacement angulaire du plan d'oscillation porté en ordonnée. Chaque point représente l'azimut de départ correspondant à chaque série d'observations de 14 mn, égal à l'azimut du plan d'oscillation au bout de 14 mn dans l'expérience précédente.

Le graphique A représente la courbe des azimuts observés du 28 juin 1954, 20 h, au 1er juillet 1954, 4 h, ainsi que la courbe symétrique de la partie gauche de la courbe représentative des azimuts par rapport à la droite verticale correspondant au 30 juin, 0 h. Le graphique B représente la courbe détaillée des azimuts observés du 30 juin, 9 h au 30 juin, 15 h (temps universel).

4. L'éclipse a commencé à 11 h 21 mn et s'est terminée à 13 h 55 mn. Au moment *précis* du début de l'éclipse l'azimut du plan d'oscillation s'est brutalement relevé de 5 grades à partir du trend qui caractérisait auparavant son mouvement. 20 mn avant le maximum de l'éclipse qui a eu lieu à 12 h 40 mn, cette déviation a atteint un maximum de 15 grades, puis


ANNEXE A
ECLIPSE TOTALE DE SOLEIL DU 30 JUIN 1954
AZIMUTS OBSERVES DU PENDULE PARACONIQUE
DU 28 JUIN 20H AU 1er JUILLET 4H
28 JUIN
29 JUIN
30 JUIN
1 JUILLET
ECLIPSE
Trend supposé
Maximum de l'éclipse
AXE DE SYMETRIE APPROXIMATIF
Effet de Foucault
0g,209/minute
Début de l'éclipse
Fin de l'éclipse
A
B
C
D
180g
170g
160g
150g
20H 29 juin 0H
12H
30 juin 0H
12H
1 juillet 0H 4H
LEGENDE
Azimuts observés de 20 minutes en 20 minutes
Courbe symétrique de la courbe en trait plein de gauche par rapport au 30 juin 0H


ANNEXE B
ECLIPSE TOTALE DE SOLEIL DU 30 JUIN 1954
AZIMUTS OBSERVES DU PENDULE PARACONIQUE
DU 30 JUIN 9H AU 30 JUIN 15H
ECLIPSE
Trend supposé
Effet de Foucault
0g,209/minute
FIN DE L'ECLIPSE
(13H55 T.U.)
MAXIMUM DE L'ECLIPSE
(12H40 T.U.)
DEBUT DE L'ECLIPSE
(11H21 T.U.)
A
B
C
D
185g
180g
175g
170g
165g
9H
10H
11H
12H
13H
14H
15H

a diminué progressivement, mais plus brutalement qu'à la montée, la déviation n'étant plus que de 1 grade 20′ avant la fin de l'éclipse.

On peut remarquer qu'autant qu'on puisse en juger le déplacement du plan d'oscillation a repris après l'éclipse un mouvement CD analogue au mouvement AB qu'on avait constaté avant le début de l'éclipse (graphique B).

Le graphique A met en évidence une symétrie approchée de la courbe des azimuts par rapport à la droite verticale correspondant au 30 juin 0 h. Cette symétrie qu'on peut attribuer à la structure périodique du mouvement (1) se constate pendant environ 28 h. A supposer, comme il est vraisemblable, que cette symétrie corresponde à une réalité physique indépendante des perturbations entraînées par le contact de la bille et de la surface, il est notable que rien dans la partie de la courbe des azimuts antérieure à l'époque du centre de symétrie ne correspond à la déviation très forte observée pendant l'éclipse.

Je dois encore souligner que durant les sept périodes d'observations continues auxquelles il a été procédé (1), je n'ai jamais observé de variation de la courbe des azimuts analogue à la partie BC correspondant à l'éclipse de soleil du 30 juin 1954 (*voir* par exemple sur le graphique B les courbes élémentaires de B à C, d'une part et de A à B et de C à D, d'autre part) (2).

5. On peut enfin remarquer que les variations rapides d'azimut observées de 11 h 20 mn à 12 h et de 12 h 20 mn à 13 h correspondent à des vitesses angulaires de l'ordre de $0,62.10^{-4}$ et $0,79.10^{-4}$ rad/s, soit respectivement 1,13 et 1,43 fois l'effet de Foucault (soit $0,55.10^{-4}$ rad/s à la latitude de notre laboratoire de Saint-Germain). Les forces mises en jeu dans les perturbations constatées sont donc de l'ordre de grandeur de celles qui interviennent dans l'effet de Foucault.

6. Compte tenu des indications qui précèdent ainsi que des régularités constatées par ailleurs dans le mouvement du pendule paraconique (1), la conclusion me paraît s'imposer que la perturbation constatée est effectivement due à l'effet de l'éclipse.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 1697 et 1875.

(2) Il est remarquable que le maximum de la déviation apparente due à l'éclipse a eu lieu 20 mn avant le maximum de l'éclipse. Il y a donc une certaine dissymétrie dans l'effet constaté. Une dissymétrie analogue a été observée, mais de sens inverse, le maximum de l'effet étant postérieur au maximum de l'éclipse, pour le magnétisme terrestre (LION, *Comptes rendus*, **33**, 1851, p. 202; **34**, 1852, p. 207; LION et MULLER, *Comptes rendus*, **74**, 1874, p. 199) et pour le champ électrique terrestre (NORDMANN, *Comptes rendus*, **142**, 1906, p. 40; CHEVRIER, *Comptes rendus*, **197**, 1933, p. 1143; ROUCH, *Comptes rendus*, **239**, 1954, p. 465).

ÉLASTICITÉ. — *Sur les vibrations des corps élastiques.* Note (*) de M. **Jean Mandel**, présentée par M. Joseph Pérès.

Nous établissons ici la forme générale de la solution du problème suivant : vibrations produites par une force agissant en un point fixe d'un solide élastique et en particulier par une force périodique.

Tenseur d'action. — En un point P d'un solide élastique dont la position est fixée, appliquons une force de composantes F_j. Lorsque l'équilibre est établi, les composantes ξ_i du déplacement en un point M sont liées aux F_j par des relations de la forme

$$\xi_i(M) = \sum_j k_{ij}(M, P)\, F_j(P).$$

Les quantités k_{ij} sont les coordonnées d'un tenseur $\overline{\overline{k}}(M, P)$.

Si l'on applique en M une force $\overline{F}'$, le déplacement d'équilibre en P a pour coordonnées

$$\xi'_j(P) = \sum_i k_{ji}(P, M)\, F'_i(M).$$

Le théorème de réciprocité $(\overline{F}.\overline{\xi}' = \overline{F}'.\overline{\xi})$ montre alors que

$$(1) \qquad k_{ij}(M, P) = k_{ji}(P, M).$$

Pour mettre en évidence l'influence des coefficients d'élasticité, nous écrirons (le corps étant supposé homogène) :

$$k_{ij}(M, P) = K_{ij}(M, P, \nu) : H,$$

H désignant un coefficient d'élasticité, ν le nombre de Poisson ou plus généralement (corps anisotrope) l'ensemble des rapports des coefficients d'élasticité.

Équation intégrale des vibrations. — Dans les problèmes dynamiques, à l'effet de la force $F(t)$ s'ajoute celui des forces d'inertie $-\rho(d^2\xi)/(dt^2)d\tau$ (ρ, masse spécifique ; $d\tau$, élément de volume), de sorte que

$$(2) \qquad H\overline{\xi}(M, t) = \overline{\overline{K}}(M, P) . \overline{F}(t) - \rho \int_V \overline{\overline{K}}(M, Q) . \frac{d^2\overline{\xi}_Q}{dt^2}\, d\tau_Q,$$

$\int_V$ désignant l'intégrale dans le volume V du corps. Dans le cas d'une force sinusoïdale : $\overline{F} = \mathcal{R}[\mathbf{F} e^{i\omega t}]$, on a, en régime permanent : $\overline{\xi} = \mathcal{R}[\boldsymbol{\xi} e^{i\omega t}]$ d'où l'équation de Fredholm (à noyau tensoriel) :

$$(3) \qquad \boldsymbol{\xi}(M) = \overline{\overline{K}}(M, P) \frac{\mathbf{F}}{H} + \lambda \int_V \overline{\overline{K}}(M, Q)\, \boldsymbol{\xi}_Q\, d\tau_Q,$$

où $\lambda = \rho\omega^2 : H$. Les noyaux itérés sont définis par

$$\overline{\overline{K}}_2(M, P) = \int_V \overline{\overline{K}}(M, Q) . \overline{\overline{K}}(Q, P)\, d\tau_Q, \; \ldots$$

La solution de l'équation (3) est alors

$$\boldsymbol{\xi}(M) = \left[\overline{\overline{K}}(M, P) + \lambda \overline{\overline{K}}_2(M, P) + \ldots\right] \cdot \frac{\overline{\mathbf{F}}}{\mathrm{H}} = \overline{\overline{\Gamma}}(M, P, \lambda) \cdot \frac{\overline{\mathbf{F}}}{\mathrm{H}}, \tag{4}$$

$\overline{\overline{\Gamma}}(M, P, \lambda)$ désignant le noyau résolvant. D'après la théorie de Fredholm ce noyau est de la forme

$$\overline{\overline{\Gamma}}(M, P, \lambda) = \frac{\overline{\overline{D}}(M, P, \lambda)}{D(\lambda)}, \tag{5}$$

$\overline{\overline{D}}$ et D étant deux séries entières en λ. Les valeurs fondamentales λ_k, racines de $D(\lambda)$, correspondent à la résonance.

Propriétés du noyau $\overline{\overline{K}}(M, P)$. — 1° La *symétrie* traduite par la relation (1) se transmet aux noyaux itérés et permet d'étendre à $\overline{\overline{K}}(M, P)$ toutes les propriétés des noyaux scalaires symétriques : existence d'une valeur fondamentale au moins, réalité des valeurs fondamentales, orthogonalité des fonctions fondamentales $\overline{\varphi}(M)$ relatives à deux valeurs fondamentales différentes.

2° Le noyau $\overline{\overline{K}}(M, P)$ est *défini positif*. En effet l'intégrale

$$\iint \overline{F}(M) . \overline{\overline{K}}(M, P) . \overline{F}(P) d\tau_M \, d\tau_P = \int_V \overline{F}(M) d\tau_M . \int_V \overline{\overline{K}}(M, P) . \overline{F}(P) \, d\tau_P,$$

divisée par H, représente le travail de forces de masse $\overline{F}\, d\tau$ dans les déplacements qu'elles produisent à l'équilibre et ce travail est positif.

En conséquence toute les valeurs fondamentales λ_k sont positives et l'on peut écrire, pour $n = 1, 2, 3, \ldots$,

$$\overline{\overline{K}}_n(M, P) = \sum_k \frac{\overline{\varphi}_k(M) \times \overline{\varphi}_k(P)}{\lambda_k^n}, \tag{6}$$

d'où

$$\overline{\overline{\Gamma}}(M, P, \lambda) = \sum_k \frac{\overline{\varphi}_k(M) \times \overline{\varphi}_k(P)}{\lambda_k - \lambda}, \tag{7}$$

le signe $\times$ désignant le produit tensoriel et les vecteurs fondamentaux étant normés.

La solution (4) prend alors la forme

$$\boldsymbol{\xi}(M) = \frac{1}{H} \sum_k \frac{\overline{\varphi}_k(M)}{\lambda_k - \lambda} (\overline{\varphi}_k(P) . \overline{\mathbf{F}}). \tag{8}$$

Solution de l'équation (2). — $\overline{\overline{K}}$ étant développable par (6) et $\overline{\xi} - \overline{\overline{K}}.(\overline{F}/H)$ représentable par le noyau, on peut développer $\overline{\xi}$ sous la forme

$$\overline{\xi}(M, t) = \sum_k f_k(t) \, \overline{\varphi}_k(M).$$

En portant dans (2), on obtient pour les fonctions $f_k(t)$:

$$\frac{d^2 f_k}{dt^2} + \omega_k^2 f_k = \frac{\overline{\varphi}_k(\mathrm{P}).\overline{\mathrm{F}}(t)}{\rho} \qquad \text{où} \quad \omega_k^2 = \frac{\lambda_k \mathrm{H}}{\rho}.$$

Les ω_k sont les pulsations des vibrations naturelles ($\mathrm{F} = 0$). Dans le cas des vibrations forcées on retrouve la formule (8).

(*) Séance du 25 novembre 1957.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Calcul approché au troisième ordre d'une houle complexe*. Note (*) de M. **André Daubert**, présentée par M. Henri Villat

Dans une Note précédente ([1]) dont nous reprenons toutes les notations, nous avons donné la définition d'un type de houle complexe et les formes générales des équations du phénomène. Les formules résolutives exactes au troisième ordre près inclusivement, sont trop longues pour être explicitées ici; nous nous limiterons à former l'équation cartésienne de la surface libre :

$$y_l = y_l(\mathrm{V}_1, \mathrm{V}_2, \ldots, \mathrm{V}_n)$$

qu'on obtient en éliminant les v_i entre les équations du système (2) où l'on aura posé $y_0 = 0$ ([1]). Le résultat, exact au troisième ordre près par rapport aux b_i, s'écrit :

$$(3)\quad \left\{ \begin{aligned} y_l = & \sum_i (b_i \mathrm{S}_i \cos \mathrm{V}_i + b_i^2 \mathrm{S}_{2i} \cos 2\mathrm{V}_i) \\ & + \sum_{i \neq j} b_i b_j \mathrm{S}_{i,j} \cos(\mathrm{V}_i + \mathrm{V}_j) - \sum_{i \neq j} b_i b_j \mathrm{S}_{i,-j} \cos(\mathrm{V}_i - \mathrm{V}_j) \\ & + \sum_{i,j} b_i^2 b_j \mathrm{S}_{2i,j} \cos(2\mathrm{V}_i + \mathrm{V}_j) - \sum_{i \neq j} b_i^2 b_j \mathrm{S}_{2i,-j} \cos(2\mathrm{V}_i - \mathrm{V}_j) \\ & + \sum_{i \neq j;\, k} b_i b_j b_k \mathrm{S}_{i,j,k} \cos(\mathrm{V}_i + \mathrm{V}_j + \mathrm{V}_k) - \sum_{j \neq i;\, j \neq k} b_i b_j b_k \mathrm{S}_{i,-j,k} \cos(\mathrm{V}_i - \mathrm{V}_j + \mathrm{V}_k) \\ & + \sum_{i \neq j;\, i \neq k} b_i b_j b_k \mathrm{S}_{i,-j,-k} \cos(\mathrm{V}_i - \mathrm{V}_j - \mathrm{V}_k) - \sum_{i \neq j \neq k} b_i b_j b_k \mathrm{S}_{i,j,-k} \cos(\mathrm{V}_i + \mathrm{V}_j - \mathrm{V}_k) \\ & \qquad (i, j, k = 1, 2, \ldots, n). \end{aligned} \right.$$

Donnons les expressions des constantes S :

$$\mathrm{S}_i = \operatorname{ch} \alpha_i + \mu_i \mathrm{L}_i(0) + \mathrm{O}(b_j^2),$$

$$\begin{aligned} \mathrm{S}_{2i} = & \frac{\mu_i}{4}\left[\frac{3}{2 s_i} + 1\right] \operatorname{sh} 2\alpha_i + \frac{\mu_i}{2 c_i} \operatorname{ch} \alpha_i \int_{-\mathrm{H}}^{0} \left[\left(\frac{3}{4 s_i} + 1\right) \zeta \operatorname{sh} 4 w_i + \mu_i \nu \operatorname{ch} 2 w_i\right] dy_0 \\ & + \frac{\mu_i}{2 c_1} \frac{2\mu_i c_i^2 \operatorname{sh} 2\alpha_i - g \operatorname{ch} 2\alpha_i}{2\mu_i c_i^2 \operatorname{ch} 2\alpha_i - g \operatorname{sh} 2\alpha_i} \int_{-\mathrm{H}}^{0} \left(\frac{3}{4} \zeta \operatorname{sh} 4 w_1 + \mu_i \nu \operatorname{ch} 2 w_i\right) dy_0 \\ & + \frac{\mu_i}{s_i}\left[\mu_i \mathrm{L}_i(0) \operatorname{sh} \alpha_i - \frac{d \mathrm{L}_i(0)}{dy_0} \operatorname{ch} \alpha_i\right], \end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
S_{i,j} = {} & \frac{1}{4}[-\varepsilon_{i,j}\,\mathrm{sh}(\alpha_i-\alpha_j)+\gamma_{i,j}\,\mathrm{sh}(\alpha_i+\alpha_j)] \\
& +\frac{1}{2}\mu_j\left[\mathrm{ch}\,\alpha_j+\frac{dL_i(0)}{dy_0}\right]\mathrm{sh}\,\alpha_j+\frac{1}{2}\mu_i^2 L_i(0)\,\mathrm{ch}\,\alpha_j \\
& +\mu_i\mu_j\frac{\left[\frac{(\mu_i c_i+\mu_j c_j)^2}{\mu_i+\mu_j}+\mu_i c_i^2+\mu_j c_j^2\right]\left[\mu_i L_i(0)\,\mathrm{sh}\,\alpha_j-\frac{dL_i(0)}{dy_0}\,\mathrm{ch}\,\alpha_j\right]}{(\mu_i c_i+\mu_j c_j)^2\,\mathrm{ch}(\alpha_i+\alpha_j)-g(\mu_i+\mu_j)\,\mathrm{sh}(\alpha_i+\alpha_j)} \\
& +\left\{-\frac{1}{4}\,\frac{\varepsilon_{i,j}}{\mu_i c_i+\mu_j c_j}\int_{-H}^{0}\zeta(\mu_i\,\mathrm{sh}\,2w_i-\mu_j\,\mathrm{sh}\,2w_j)\,dy_0\right. \\
& \qquad +\frac{1}{4}\,\frac{\gamma_{i,j}(\mu_i+\mu_j)}{\mu_i c_i+\mu_j c_j}\int_{-H}^{0}\zeta\,\mathrm{sh}\,2(w_i+w_j)\,dy_0 \\
& \qquad +\frac{1}{2}\,\frac{\varepsilon_{i,j}}{(\mu_i+\mu_j)\,c_i}\int_{-H}^{0}\zeta\,\mathrm{sh}\,2(w_i+w_j)\,dy_0 \\
& \qquad +\frac{2\mu_i\mu_j\varepsilon_{i,j}}{\mu_i+\mu_j}\int_{-H}^{0}\left(\frac{dL_i}{dy_0}\,\mathrm{sh}\,w_j-\mu_i L_i\,\mathrm{ch}\,w_j\right)\mathrm{sh}(w_i+w_j)\,dy_0 \\
& \qquad -\frac{1}{4}\,\frac{\mu_i\mu_j}{\mu_i c_i+\mu_j c_j}\int_{-H}^{0}\zeta(\mathrm{sh}\,2w_i+\mathrm{sh}\,2w_j)\,dy_0 \\
& \qquad -\frac{\mu_i^2\mu_j}{\mu_i c_i+\mu_j c_j}\int_{-H}^{0}\nu(\mathrm{ch}\,2w_i-\mathrm{ch}\,2w_j)\,dy_0 \\
& \qquad +\frac{1}{2}\,\frac{\mu_i-\mu_j}{\mu_i+\mu_j}\,\frac{\mu_j^2\frac{c_j}{c_i}}{\mu_i c_i+\mu_j c_j}\int_{-H}^{0}\zeta(\mathrm{sh}\,2w_i+\mathrm{sh}\,2w_j)\,dy_0 \\
& \qquad -\frac{\mu_j^2\frac{c_j}{c_i}}{2(\mu_i+\mu_j)(\mu_i c_i+\mu_j c_j)}\int_{-H}^{0}\zeta(\mu_i\,\mathrm{sh}\,2w_i-\mu_j\,\mathrm{sh}\,2w_j)\,dy_0 \\
& \qquad\qquad \left.+\frac{1}{2}\,\frac{\mu_j}{c_i}\int_{-H}^{0}\zeta\,\mathrm{sh}\,2(w_i+w_j)\,dy_0\right\} \\
& \times\left\{\frac{(\mu_i c_i+\mu_j c_j)^2\,\mathrm{sh}(\alpha_i+\alpha_j)-g(\mu_i+\mu_j)\,\mathrm{ch}(\alpha_i+\alpha_j)}{(\mu_i c_i+\mu_j c_j)^2\,\mathrm{ch}(\alpha_i+\alpha_j)-g(\mu_i+\mu_j)\,\mathrm{sh}(\alpha_i+\alpha_j)}+\mathrm{ch}(\alpha_i+\alpha_j)\right\},
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
S_{2i,j} = {} & \frac{1}{16}\mu_j^2\,\mathrm{sh}\,\alpha_j+\frac{1}{16}\left\{\mu_i\left[\frac{2\mu_i+\mu_j}{s_i}\,\mathrm{sh}(2\alpha_i+\alpha_j)+\frac{2\mu_i+\mu_j}{s_i}\,\mathrm{sh}(2\alpha_i-\alpha_j)\right.\right. \\
& \qquad\qquad \left.\left.-\frac{\mu_j}{2}(2\mu_i-\mu_j)[\mathrm{sh}(2\alpha_i+\alpha_j)-\mathrm{sh}(2\alpha_i-\alpha_j)]\right]\right\} \\
& -\frac{3}{16}\,\frac{\mu_i}{s_i}\,\frac{4\mu_i^2 c_i-\mu_j^2 c_j}{2\mu_i c_i+\mu_j c_j}\,\mathrm{sh}(2\alpha_i-\alpha_j)+\frac{1}{8}\,\frac{\mu_i\mu_j}{\mu_i+\mu_j}\,\frac{(\mu_i+\mu_j)\mu_j c_j-2\mu_i^2 c_i}{2\mu_i c_i+\mu_j c_j}\,\mathrm{sh}\,\alpha_j \\
& -\frac{3}{16}\,\frac{\mu_i}{s_i}\,\frac{(4\mu_i^2 c_i^2+\mu_j^2 c_j^2+2\mu_i\mu_j c_i c_j)\,\mathrm{ch}(2\alpha_i-\alpha_j)-g\frac{4\mu_i^2 c_i-\mu_j^2 c_j}{2\mu_i c_i+\mu_j c_j}\,\mathrm{sh}(2\alpha_i-\alpha_j)}{(2\mu_i c_i+\mu_j c_j)^2\,\mathrm{ch}(2\alpha_i+\alpha_j)-g(2\mu_i+\mu_j)\,\mathrm{sh}(2\alpha_i+\alpha_j)} \\
& +\frac{1}{8}\,\frac{\mu_i\mu_j}{\mu_i+\mu_j}\,\frac{\left\{\begin{array}{c}[4\mu_i^2 c_i^2+(\mu_i+\mu_j)\mu_j c_j^2+2\mu_i\mu_j c_i c_j]\,\mathrm{ch}\,\alpha_j \\ -g\frac{(\mu_i+\mu_j)\mu_j c_j-2\mu_i^2 c_i}{2\mu_i c_i+\mu_j c_j}\,\mathrm{sh}\,\alpha_j\end{array}\right\}}{(2\mu_i c_i+\mu_j c_j)^2\,\mathrm{ch}(2\alpha_i+\alpha_j)-g(2\mu_i+\mu_j)\,\mathrm{sh}(2\alpha_i+\alpha_j)},
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
S'_{i,j,k} = {} & \frac{1}{8}\,\frac{\mu_k \mu_j^2 c_j}{\mu_i c_i + \mu_j c_j + \mu_k c_k}\left[\frac{\mu_k c_k}{\mu_i c_i + \mu_j c_j} - \frac{\mu_j}{\mu_i + \mu_k}\right]\operatorname{sh}(\alpha_i - \alpha_j + \alpha_k) \\
& - \frac{1}{8}\,\frac{\mu_k \mu_i^2 c_i}{\mu_i c_i + \mu_j c_j + \mu_k c_k}\left[\frac{\mu_k c_k}{\mu_i c_i + \mu_j c_j} - \frac{\mu_i}{\mu_j + \mu_k}\right]\operatorname{sh}(\alpha_i - \alpha_j - \alpha_k) \\
& - \frac{1}{8}\,\frac{(\mu_i c_i + \mu_j c_j)(\mu_i + \mu_j) - \mu_k^2 c_k}{\mu_i c_i + \mu_j c_j + \mu_k c_k}\,\gamma_{i,j}\operatorname{sh}(\alpha_i + \alpha_j - \alpha_k) \\
& + D\left\{\left\{\mu_k \mu_j^2 c_j\left[\left(\frac{\mu_i c_i + \mu_j c_j}{\mu_i + \mu_k} + \frac{\mu_k c_k^2}{\mu_i c_i + \mu_j c_j} + \frac{\mu_k c_k}{\mu_i + \mu_k}\right)\operatorname{ch}(\alpha_i - \alpha_j + \alpha_k)\right.\right.\right. \\
& \qquad \left. + g\left(\frac{\mu_j}{\mu_i + \mu_k} - \frac{\mu_k c_k}{\mu_i c_i + \mu_j c_j}\right)\frac{\operatorname{sh}(\alpha_i - \alpha_j + \alpha_k)}{\mu_i c_i + \mu_j c_j + \mu_k c_k}\right] \\
& \quad + \mu_k \mu_i^2 c_i\left[\left(\frac{\mu_i c_i + \mu_j c_j}{\mu_j + \mu_k} + \frac{\mu_k c_k^2}{\mu_i c_i + \mu_j c_j} + \frac{\mu_k c_k}{\mu_j + \mu_k}\right)\operatorname{ch}(\alpha_i - \alpha_j - \alpha_k)\right. \\
& \qquad \left. - g\left(\frac{\mu_i}{\mu_j + \mu_k} - \frac{\mu_k c_k}{\mu_i c_i + \mu_j c_j}\right)\frac{\operatorname{sh}(\alpha_i - \alpha_j - \alpha_k)}{\mu_i c_i + \mu_j c_j + \mu_k c_k}\right] \\
& \quad + \gamma_{i,j}\left\{-\left[(\mu_i c_i + \mu_j c_j)^2 + \mu_k c_k(\mu_i c_i + \mu_j c_j) + \mu_k^2 c_k^2\right]\operatorname{ch}(\alpha_i + \alpha_j - \alpha_k)\right. \\
& \qquad \left.\left.\left. + g\,\frac{(\mu_i + \mu_j)(\mu_i c_i + \mu_j c_j) - \mu_k^2 c_k}{\mu_i c_i + \mu_j c_j + \mu_k c_k}\operatorname{sh}(\alpha_i + \alpha_j - \alpha_k)\right\}\right\}\right\},
\end{aligned}
$$

où

$$\alpha_i = \mu_i \mathrm{H}; \qquad \varpi_i = \mu_i(y_0 + \mathrm{H}); \qquad \mu_i = \frac{2\pi}{\lambda_i};$$

$$\nu = \int_0^{y_0} \zeta\, dy_0; \qquad \varepsilon_{i,j} = \frac{\mu_i^2 c_i - \mu_j^2 c_j}{\mu_i c_i + \mu_j c_j};$$

$$\gamma_{i,j} = \frac{1}{4}(\mu_i + \mu_j)\,\frac{(\mu_i^2 c_i^2 + \mu_i \mu_j c_i c_j + \mu_j^2 c_j)\operatorname{ch}(\alpha_i - \alpha_j) - g\,\varepsilon_{i,j}\operatorname{sh}(\alpha_i - \alpha_j)}{(\mu_i c_i + \mu_j c_j)^2 \operatorname{ch}(\alpha_i + \alpha_j) - g(\mu_i + \mu_j)\operatorname{ch}(\alpha_i + \alpha_j)};$$

$$\frac{1}{s_i} = \frac{2\mu_i c_i^2}{2\mu_i c_i^2 \operatorname{ch} 2\alpha_i - g \operatorname{sh} 2\alpha_i};$$

$$\mathrm{L}_i(y_0) = \frac{1}{\mu_i c_i}\left\{-\operatorname{sh}\varpi_i \int_{y_i}^{y_0} \zeta(\operatorname{ch} 2\varpi_i + 1)\, dy_0 + \operatorname{ch}\varpi_i \int_{-\mathrm{H}}^{y_0} \zeta \operatorname{sh} 2\varpi_i\, dy_0\right\};$$

$$\mathrm{D} = \frac{8}{(\mu_i c_i + \mu_j c_j + \mu_k c_k)^2 \operatorname{ch}(\alpha_i + \alpha_j + \alpha_k) - g(\mu_i + \mu_j + \mu_k)\operatorname{sh}(\alpha_i + \alpha_j + \alpha_k)}.$$

On a de plus la relation

$$\int_{y_i}^{y_0} \zeta(\operatorname{ch} 2\varpi_i + 1)\, dy_0 = \coth 2\alpha_i \int_{-\mathrm{H}}^{0} \zeta \operatorname{sh} 2\varpi_i\, dy_0.$$

Les constantes $S_{i,-j}$, $S_{2i,-j}$, $S_{i,-j,k}$ se déduisent respectivement de $S_{i,j}$, $S_{2i,j}$, $S_{i,j,k}$ par le changement de μ_j en $-\mu_j$. $S_{i,j,-k}$ s'obtient à partir de $S_{i,j,k}$ par le changement de μ_k en $-\mu_k$ et $S_{i,-j,-k}$ par les changements simultanés de μ_j en $-\mu_j$ et μ_k en $-\mu_k$.

Les formules résolutives sont, on le voit, d'une extrême complication. Les applications numériques montrent que les ondes d'interaction des deuxième et troisième ordres qui correspondent dans (3) aux termes bilinéaires en b_i, possèdent dans les conditions courantes des amplitudes assez grandes pour les rendre accessibles aux mesures faites à la surface libre avec l'enregistreur à

houle S. M. ([2]). Plusieurs résultats expérimentaux ont pu être interprétés au moyen de notre théorie ([3]) et ([4]), d'autres expériences de contrôle sont encore en cours.

Il reste à former les expressions, en fonction des données, des ν_0 et c_i qui jouent, dans la théorie de la houle complexe, un rôle analogue à celui des célérités.

(*) Séance du 25 novembre 1957.

([1]) A. DAUBERT, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1878.

([2]) L. SANTON, *Proceedings of the Vth Congress on Coastal Engineering*, 1954, p. 129-207.

([3]) J. KRAVTCHENKO et L. SANTON, *Congrès A. I. R. H.*, 1957, p. D 2-1 et D 2-15.

([4]) C. MARCOU, *Congrès A. I. R. H.* 1957, p. D 1-1 et D 1-15.

ASTRONOMIE PHYSIQUE. — *Spectrophotométrie des taches solaires. Détermination de la température d'excitation.* Note de M. **GEORGES LABORDE**, présentée par M. André Danjon.

Nous avons effectué précédemment une nouvelle identification du spectre de MgH dans la photosphère ([1]). En utilisant les mêmes observations, nous déterminons maintenant la température d'excitation dans la tache et dans la photosphère à l'aide des bandes de MgH et de C_2.

Méthode. — Les raies étudiées sont suffisamment faibles pour se situer sur la partie rectiligne de la courbe de croissance et, si w est leur largeur équivalente, on peut écrire

$$w = C i e^{-\frac{hcB_v J(J+1)}{kT}},$$

C étant une constante et i le facteur d'intensité relatif.

On en déduit

$$\log_{10}\left(\frac{w}{i}\right) = \text{Cte} - \frac{hcB_v J(J+1)}{2,3kT}.$$

Portant en abscisses $\log_{10}(w/i)$ et en ordonnées $J(J+1)$, on obtient une droite dont la pente, $-(hcB_v)/(2,3kT)$, fournit la température.

La mesure des largeurs équivalentes a été faite en assimilant le profil des raies à un profil de Gauss. Des corrections pour tenir compte de l'effet de blend ont été apportées le cas échéant.

Molécule C_2. — Les bandes de la molécule de carbone appartenant au domaine spectral considéré résultent de la transition électronique $^3\Pi g$-$^3\Pi u$. On étudie la bande de vibration o-o, dont la tête a pour longueur d'onde

$\lambda = 5165,2$ Å. La classification des raies a été faite par R. C. Johnson et J. R. Shea.

D'après Jevons la transition $^3\Pi g$-$^3\Pi u$ se rapproche d'un cas *b* de Hund, surtout pour les nombres quantiques élevés, et les facteurs d'intensité *i* peuvent alors se calculer par les expressions données par A. Budo ([2]). L'appartenance à un cas *b* n'est effectivement pas parfaite et l'on constate que la dispersion des points dans nos mesures, relativement forte pour les nombres quantiques faibles, va en diminuant sensiblement au fur et à mesure que l'on considère des nombres quantiques plus élevés.

Molécule MgH. — Les raies de MgH utilisées sont attribuées à la transition électronique $^2\Pi$-$^2\Sigma$ et appartiennent à la bande de vibration o-o, dont la tête est à $\lambda = 5211$ Å. Les longueurs d'onde sont celles de W.-W. Watson et P. Rudnick. Ici encore on se trouve dans le cas *b* de Hund, mais cette fois, semble-t-il, de façon plus caractérisée : la dispersion des points fournis par les mesures demeure petite, même pour les nombres quantiques faibles, contrairement à ce qu'on observe pour la molécule C_2. Il a été possible d'étudier 23 raies de cette molécule, simultanément dans la tache et la photosphère.

Résultats. — Nous avons obtenu les températures d'excitation suivantes :

	Tache.	Photosphère.
Molécule C_2	3 520° ± 300°	4 880° ± 350°
Molécule MgH	3 640° ± 300°	4 520° ± 370°

Ces résultats sont en bon accord, en ce qui concerne la photosphère, avec ceux de M. G. Adam ([3]) et J. Hunaerts ([4]). Ces deux auteurs trouvent respectivement, à partir de la molécule C_2, 4 550 ± 1 150° et 4 871° ± 304°. Ils sont par contre différents de ceux de R.-S. Richardson ([5]) : 5 300 à 6 000° dans la photosphère, 4 500 à 4 900° dans la tache, suivant la méthode employée. Mais les valeurs trop élevées fournies par cet auteur, doivent pouvoir s'expliquer par le fait qu'il ne disposait que d'intensités estimées.

Conclusion. —L'accord existant entre les résultats fournis par les deux molécules C_2 et MgH confirme l'identification du spectre de MgH faite antérieurement dans la photosphère. Par ailleurs, l'identité de ces résultats avec ceux donnés par d'autres auteurs, justifie notre assimilation à des raies faibles, non seulement des raies de MgH mais encore de C_2, ce qui a l'avantage de conduire à une méthode simple.

([1]) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 564.
([2]) *Z. Physik*, 105, 1937, p. 579.
([3]) *M. N.*, 98, 1938, p. 544.
([4]) *Ann. Astro.*, 10, 1947, p. 237.
([5]) *Astrophys. J.*, 73, 1931, p. 216.

ASTROPHYSIQUE. — *Classification des raies d'émission de la couronne solaire.* Note de M. **Audouin Dollfus**, présentée par M. André Danjon.

La couronne solaire émet dans certaines de ses régions les plus denses des radiations monochromatiques. Celles-ci dessinent des jets, arches et masses lumineuses qui se transforment lentement et partiellement, en quelques heures ou journées. Les observations spectroscopiques effectuées pendant les éclipses ou avec le coronographe ont fait découvrir au moins 28 de ces radiations; elles correspondent à différents potentiels d'ionisation. Celles dont les potentiels sont comparables dessinent des structures lumineuses de forme semblable; mais des aspects très différents résultent des radiations de niveaux dissemblables. L'étude de ces formes permet donc de classer les radiations coronales par familles et de recueillir de la sorte des informations sur les énergies d'ionisation nécessaires à leur illumination.

Un procédé d'observation de ces radiations, proposé par B. Lyot, consiste à utiliser un spectrographe dont la fente en forme de demi-cercle entoure l'image du disque solaire; les clichés montrent les raies demi-circulaires ponctuées de nodosités et de lacunes qui reproduisent l'aspect de l'émission le long de la zone coupée par la fente. Un grand nombre de spectres obtenus de la sorte avec le coronographe, en 1936 et 1937 principalement (1), permirent à B. Lyot de comparer entre elles les sections autour du disque solaire des principales radiations coronales du spectre visible et infrarouge, enregistrées successivement et rapidement, et de tenter un premier essai de classification des raies (2).

En 1948, G. A. Shajn avait apporté à cette classification des données nouvelles (3), (4).

Pendant l'éclipse totale de Soleil du 25 février 1952, B. Lyot assisté de K. Aly obtint avec un spectrographe à fente circulaire des clichés montrant simultanément 22 raies coronales du domaine visible et ultraviolet. L'examen de ces clichés nous a conduit ensuite à classer ces radiations en quatre types distincts (5). Les potentiels d'ionisation déterminés théoriquement par B. Edlèn pour un grand nombre de ces raies paraissaient dans leur ensemble respecter étroitement cette classification.

J'ai maintenant repris et étendu la classification des raies coronales en examinant comparativement les spectres de l'éclipse de 1952 avec les spectres obtenus avec le coronographe et laissés par Lyot.

Ces spectres concernent les raies 3 388, 5116, 5 303, 5 694, 6 374, 6 702, 7 059, 7 892, 8 024, 10 747 et 10 798 Å. Les plus belles séries les montrent simultanément le 27 juin 1936 au bord Nord-Ouest, le 5 août 1936 au bord

Nord-Est, le 27 mai 1937 au bord Ouest, le 18 juillet 1937 au bord Ouest et le 18 juillet 1937 au bord Est.

Le résultat des comparaisons s'exprime avec suffisamment de précision en adoptant une classification en quatre groupes, désignés par la radiation du spectre visible la plus importante qui y est contenue. Le tableau suivant donne cette classification, ainsi que la longueur d'onde la plus probable résultant des mesures sur les spectres examinés, les identifications selon B. Edlèn et les potentiels d'ionisation correspondants.

Groupe 6374 Å.			Groupe 5303 Å.			Groupe 6702 Å.			Groupe 5694 Å.		
3 454,3			3 388,0	Fe XIII	325	3 329,6	Ca XII	589	4 412,4	A XIV	682
3 534,0			3 642,8	Ni XIII	350	3 600,9	Ni XVI	455	5 444,5	Ca XV	814
3 800,7			4 232,2	Ni XII	318	4 086,5	Ca XIII	655	5 694,5	Ca XV	814
3 987,3	Fe XI	261	5 116,1	Ni XIII	350	4 351,4	(Co XV)				
4 566,6			5 302,9	Fe XIV	355	4 358,9					
6 374,5	Fe X	233	10 746,8	Fe XIII	325	6 701,9	Ni XV	422			
7 891,9	Fe XI	261	10 797,9	Fe XIII	325	7 059,6	Fe XV	390			
						8 024,2	Ni XV	422			

La raie 4 412,4 a été attribuée au A XIV au lieu de la raie 4 358,9, selon l'interprétation récente de Edlèn (6).

On remarque que les potentiels d'ionisation calculés restent définis, pour chacun des groupes, entre des limites étroites. Les deux raies 6 701,9 et 8 024,2 attribuées au doublet Ni XV enregistrées simultanément à trois reprises apparaissent chaque fois identiques.

Les deux raies 10 746,8 et 10 797,9 du Fe XIII sont également identiques sur chaque spectre; la troisième raie 3 388 du Fe XIII n'a pas encore pu être photographiée en même temps que les deux autres. Les raies 3 987,3 et 7 891,9 de Fe XI, certainement très semblables, n'ont pas non plus pu être obtenues simultanément. Les raies 5116,1 et 5 302,9 de potentiels 350 et 355 eV très voisins ont montré une répartition similaire sur chacun des spectres simultanés examinés.

Ces résultats confirment encore la validité d'ensemble des identifications calculées, et ils peuvent aider à préciser celles encore ignorées.

(1) B. Lyot, *L'Astronomie*, 1938, p. 193.
(2) B. Lyot, *M. N. R. A. S.*, **99**, 1939, p. 591.
(3) G. A. Shajn, *Izv. Krynsk. Ap. Obs.*, 3, 1948, p. 64.
(4) Van de Hulst, *The Sun* (G. P. Kuiper), Univ. Chicago Press, 1953, p. 268.
(5) B. Lyot et A. Dollfus, *Comptes rendus*, **237**, 1953, p. 855.
(6) B. Edlèn, *M. N. R. A. S.*, **114**, 1954, p. 700.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur une équation intégrale de la théorie de la diffraction des ondes élastiques*. Note [*] de M. **Maurice Roseau**, présentée par M. Henri Villat.

On se propose de résoudre l'équation intégrale du type de Wiener-Hopf :

$$(1)\qquad i\tau\cos\varphi\exp(i\tau x\cos\varphi)+\int_0^{+\infty}\left\{\frac{\partial^2(G_2-G_1)}{\partial x^2}+\sigma^2 G_2\right\}f(x')\,dx'=0\qquad(x>0),$$

où

$$G_1=\frac{i}{4}H_0^1(\tau|x-x'|),\qquad G_2=\frac{i}{4}H_0^1(\sigma|x-x'|),\qquad \operatorname{Im}\sigma>0,\qquad \operatorname{Im}\tau>0,$$

que nous avons rencontrée dans un problème de diffraction d'ondes élastiques [1].

La fonction inconnue $f(x)$ définie pour $x>0$ est prolongée en posant $f(x)=0$ pour $x<0$. On pose $l(x)=i\tau\cos\varphi\exp(i\tau x\cos\varphi)$ pour $x>0$ et $l(x)=0$ pour $x<0$, et l'on désigne par $g(x)$ une fonction nulle pour $x>0$, égale à l'intégrale du second membre de (1) pour $x<0$.

Sous l'hypothèse $|f(x)|<Ce^{-\eta x}$, $\eta>0$ pour x assez grand, on a $|g(x)|<Ce^{kx}$ $k>0$ pour $x<0$ assez petit et introduisant les transformées de Fourier $\bar f(w)=\int_{-\infty}^{+\infty}f(x)\exp(-iwx)\,dx$, $\bar g(w)$, $\bar l(w)$ des fonctions f, g, l on obtient

$$(2)\qquad \bar g(w)=\frac{\tau\cos\varphi}{w-\tau\cos\varphi}+\frac{i}{2}\left\{\frac{w^2}{\tau}\left(1-\frac{w^2}{\tau^2}\right)^{-\frac{1}{2}}+\sigma\left(1-\frac{w^2}{\sigma^2}\right)^{\frac{1}{2}}\right\}\bar f(w).$$

valable dans la bande $-\operatorname{Min}(k,\operatorname{Im}\tau)<\operatorname{Im}w<\operatorname{Min}(\eta,\cos\varphi.\operatorname{Im}\tau)$, $(\cos\varphi>0)$. Mais $\Phi^+(w)=\bar g(w)$ est holomorphe dans $\operatorname{Im}w\geq 0$, $\Phi(w)=\bar f(w)$ est holomorphe dans $\operatorname{Im}w\leq 0$ et le problème se réduit à calculer ces fonctions sachant que leurs valeurs limites sur l'axe réel sont liées par (2) avec w réel. Introduisant la fonction

$$T(u)=\frac{2i}{\sigma^2+\tau^2}\left[\frac{u^2}{\tau}\left(1-\frac{u^2}{\tau^2}\right)^{-\frac{1}{2}}+\sigma\left(1-\frac{u^2}{\sigma_2}\right)^{\frac{1}{2}}\right](1+u^2)^{\frac{1}{2}}$$

qui passe de la valeur $+1$ à $+1$ avec une variation d'argument nulle quand u réel varie de $-\infty$ à $+\infty$, puis

$$\Psi_+(w)=(w+i)^{\frac{1}{2}}\Phi_+(w),\qquad \Psi_-(w)=\frac{\sigma^2+\tau^2}{4}(w-i)^{-\frac{1}{2}}\Phi_-(w),$$

holomorphes respectivement dans $\operatorname{Im}w\geq 0$, $\operatorname{Im}w\leq 0$, on a sur l'axe réel la relation :

$$(3)\qquad \Psi_+(u)=\frac{\tau\cos\varphi\,(u+i)^{\frac{1}{2}}}{u-\tau\cos\varphi}+T(u)\Psi_-(u).$$

On détermine une solution particulière du problème homogène en posant

$$\Psi^0(w) = \exp\left\{ \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\log T(u')}{u' - w} \, du' \right\}$$

dans $\operatorname{Im} w < 0$ et une formule analogue pour $\Psi_+^0(w)$. Introduisant $\chi_+ = \Psi_+/\Psi_+^0$, $\chi_- = \Psi_-/\Psi_-^0$ holomorphes respectivement dans $\operatorname{Im} w > 0$ et $\operatorname{Im} w < 0$, on montre à partir de (3) et par des considérations de croissance, que $\chi_-(w) = c/(w - \tau \cos \varphi)$, avec

$$C = -\frac{\tau \cos \varphi (\tau \cos \varphi + i)^{\frac{1}{2}}}{\Psi_+^0(\tau \cos \varphi)},$$

d'où l'on déduit $\Phi\ (w)$.

L'étude des propriétés de $\Phi_-(w)$ permet de prouver que sa transformée c'est-à-dire $f(x)$ est nulle pour $x < 0$, se comporte comme $x^{-1/2}$ pour $x > 0$ voisin de zéro, et comme $e^{-\eta x}$, $\eta > 0$ pour $x > 0$ assez grand, et enfin est continue holdérienne pour toute valeur positive de x.

On a ainsi obtenu une solution qui présente tous les caractères exigés dans une Note précédente.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1888.

RELATIVITÉ. — *Sur la généralisation du problème de Schwarzschild.* Note (*) de M. **Théophile T. Vescan**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans nos travaux (1), (2) et (3), on a étudié, les conséquences d'une généralisation de la formule de Schwarzschild pour les métriques, dont le ds^2 est donné par

$$ds^2 = c^2\left[1 - \frac{2W}{c^2}\right] dt^2 - r^2 \, d\theta^2 - dr^2. \tag{I}$$

Visiblement, W représente, dans le cas d'un milieu matériel, à symétrie sphérique, l'énergie potentielle, pour l'unité de masse, du point r, θ, t; c'est-à-dire la densité énergétique.

En supposant, que le tenseur de Riemann-Ricci, caractérisant la courbure et le tenseur massique (le tenseur énergie-impulsion-matière) satisfont à la relation

$$R_{ik} = K(r) T_{ik} \tag{II}$$

qui généralise celle d'Einstein, $K = K(r)$ étant variable et que

$$T_{11} = \rho(r); \qquad T_{ii} = -\frac{P}{c^2} g_{ii} \qquad \text{et} \qquad T_{ik} = 0 \text{ si } i \neq k,$$

on obtient à l'aide de

$$\text{(III)}\quad \begin{cases} R_{11} = -\left[1 - \dfrac{2W}{c^2}\right]\dfrac{1}{r}(rW)'', \qquad R_{22} = \dfrac{1}{rc^2\left[1 - \dfrac{2W}{c^2}\right]}(rW)'', \\ R_{33} = \dfrac{2}{c^2}(rW)', \end{cases}$$

les équations différentielles

$$\text{(IV)}\quad \begin{cases} -\left[1 - \dfrac{2W}{c^2}\right]\dfrac{1}{r}(rW)'' = \rho, \\ \dfrac{1}{r}(rW)'' = PK; \qquad P'K + K'P = 0 \end{cases}$$

qui établissent les relations nécessaires, liant les fonctions : ρ, densité massique ; W, densité d'énergie; P, pression interne et $K(r)$ qui représente la fonction de corrélation des propriétés géométriques et physiques. Le système (IV) admet les solutions :

$$\text{(V)}\quad \begin{cases} PK = \text{Cte} = A, \\ W = \dfrac{h}{r} + H + \dfrac{PKr^2}{6}, \\ \rho = -PK\left[1 - \dfrac{2W}{c^2}\right]. \end{cases}$$

Dans le cas : I. $H = 0$; $A = 0$ et $h = kM/m$ on obtient la solution du problème extérieur de Schwarzschild; et dans le cas : II. $H = 0$; $A = 2\Lambda$ et $h \neq 0$; la solution plus générale, indiquée par Weyl ([4]) et M. v. Laue ([5]), Λ étant la constante cosmologique d'Einstein.

Évidemment, la solution (V) est plus générale. Elle ne suppose pas, une pression interne P infiniment petite ou constante.

En même temps, la solution (V) conduit à une certaine densité massique, fonction de distance $\rho = \rho(r)$.

En supposant, enfin, que (I) donne la métrique d'un corpuscule, on doit poser

$$\int_0^R 4\pi r^2 \rho(r)\, dr = Z_e$$

Z_e étant la charge du corpuscule, R son rayon électrostatique.

Évidemment, dans ce cas, on a nécessairement $h = 0$, pour éviter la divergence de l'intégrale, inconcevable au point de vue physique.

Mais dans ce cas, ρ et Z_e croît avec R, indéfiniment, en valeur absolue. Il s'ensuit qu'il faut avoir, aussi, $A = 0$, c'est-à-dire ou $P = 0$ (corpuscule sans pression interne), ou $K = 0$ (corpuscule sphérique purement gravitationnel : $R_{ik} = 0$).

Dans le cas général, il faut prendre $\varepsilon < r < R$, où ε est une distance considérablement plus petite que le rayon du corpuscule et R plus grand que ce

rayon. (L'énergie propre infinie ne peut être évitée, dans la théorie de la relativité généralisée.) Le modèle de corpuscule ainsi défini n'est qu'une approximation, néanmoins il donne une indication sur la répartition interne des masses : ainsi, ρ passe par un extremum pour une certaine distance r_0, définie par $\rho' = 0$. La densité croît, en général, en valeur absolue, vers le centre et le « bord » du corpuscule.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) T. T. Vescan, A. Weiszmann et J. Gottlieb, *Acad. R. P. R.*, Timişoara, Travaux de géométrie différentielle, 1955, p. 341-355.

(2) T. T. Vescan, El. Mihul et G. Ioniţă, *Acad. R. P. R.*, Jassy, S. I, An. VI, 1955, p. 217-226.

(3) T. T. Vescan, *Acad. R. P. R.*, Studii Si cercetări de fizică, Bucarest, An. II, 1951, p. 295-312.

(4) H. Weyl, *Raum, Zeit, Materie*, 1923, p. 104.

(5) M. v. Laue, *La théorie de la relativité*, 2, Paris, 1926, p. 232.

RELATIVITÉ. — *Sur le champ relativiste d'une sphère matérielle de densité variable.* Note (*) de M. **Jean Gottlieb**, présentée par M. Louis de Broglie.

Plusieurs auteurs, M. Brillouin (1), Th. de Donder (2), M. Nuyens (3), J. Becquerel (4), etc. donnent des résultats remarquables en ce qui concerne la solution des équations de la gravifique einsteinienne des sphères matérielles de densité variable.

En effet, les équations de la gravifique einsteinienne :

$$b\sqrt{-g}\,R_{ik} = T_{ik} - \frac{1}{2} T g_{ik} \tag{1}$$

si la métrique est donnée par

$$ds^2 = -r f_1(r)\,dr^2 - r^2[d\theta^2 + \sin^2\theta\,d\varphi^2] + f_4 (dt)^2, \tag{2}$$

avec

$$\left\{\begin{aligned} & f_4 = \frac{c^2\omega}{r}\left[1 - \frac{K}{2c}\int_r^R \gamma \frac{r^{\frac{5}{2}}}{\omega^{\frac{3}{2}}}\,dr\right]^2, \\ & \omega = r - K c^2 \int_0^r \rho(x)\,x^2\,dx \qquad \text{et} \qquad -K = \frac{1}{bc} \end{aligned}\right. \tag{3}$$

conduit à l'équation différentielle

$$\frac{d}{dr}\left[\sqrt{\frac{r}{\omega}}\,\frac{\gamma'}{\rho'}\right] = \frac{c^3 K r^{\frac{5}{2}}}{2\omega^{\frac{3}{2}}}, \tag{4}$$

avec les conditions

$$\gamma(R) = c^4\sqrt{\frac{\omega(R)}{R}}\,\rho(R); \qquad \gamma'(R) = c^4\sqrt{\frac{\omega(R)}{R}}\,\rho'(R), \tag{5}$$

R étant le rayon de la sphère massique, de densité ρ et b une constante universelle.

On sait, ([5]), que la fonction d'action est, en première approximation

$$(6)\qquad S=\int L\,dt=\int\left[-mc^2+\frac{mv^2}{2}-mU\right]dt=-mc\int\left[c\,dt-\frac{v}{2c}\,dr+\frac{1}{c}\,U\,dt\right].$$

En identifiant, cette expression de l'action, avec $S=-mc\int ds$, on obtient

$$(7)\qquad f_4=c^2+2U$$

et pour l'intensité du champ :

$$(8)\qquad H=-\frac{dU}{dr}=-\frac{1}{2}\frac{df_4}{dr}.$$

En supposant, que la densité varie suivant la formule de Roche

$$(9)\qquad \rho=\rho_0\left[1-\beta\frac{r^2}{R^2}\right]$$

et en supposant que le champ a un extremum à l'intérieur, on obtient, successivement :

$$(10)\qquad \omega=rF\left[\left(\frac{r}{R}\right)^2-1\right]\qquad\text{avec}\quad F(x)=\alpha+\delta x+\lambda x^2,$$

où

$$(11)\qquad \left\{\begin{array}{l}\alpha=1-\dfrac{B}{3}+\dfrac{\beta B}{5};\qquad \delta=\dfrac{2\beta B}{5}-\dfrac{B}{3};\qquad \lambda=\dfrac{\beta B}{5};\\ B=Kc^3\rho_0R^2\qquad\text{et}\qquad x=\left(\dfrac{r}{R}\right)^2-1.\end{array}\right.$$

Maintenant, avec la substitution $y=\gamma F^{-3/2}$, l'équation (4) prend la forme

$$(12)\qquad (\alpha+\delta x+\gamma x^2)y''+\frac{5}{2}(\delta+2\gamma x)y'+\frac{17\beta B}{20}y=0$$

et la condition d'extremum, c'est-à-dire $y''\neq 0$, nous donne $B<36/5\,\beta$.

En cherchant la solution de (12) à l'aide d'une série convergente, en x, $\sum_0^\infty a_i x^i$ on arrive à l'expression suivante du champ relativiste :

$$H=-\frac{c^2}{R^2}\{(\delta+2a_0^1\alpha)+2[\gamma+2a_0^1\delta+\alpha(a_0^{12}+2a_1^1)]x$$
$$+3[2a_0^1\lambda+\delta(a_{10}^{12}+2a_1^1)+2\alpha(a_2^1+a_1^1a_0^1]x^2\}\,r$$

avec

$$a_n^1\ \frac{KR^2a_n}{4c(n+1)}$$

tandis que dans le cas classique, on a

$$H=[-K_1+K_2x]r,\qquad\text{avec}\quad K_2+K_1=\frac{4\pi k\rho_0}{3}\qquad\text{et}\qquad K_2=\frac{4\pi k\rho_0\beta}{5R^2}.$$

Évidemment, la formule classique est le cas-limite de la formule relativiste, ce qui nous donne, d'abord la relation connue $b = -c^4/8\pi k$ puis l'expression

$$H = \left\{ -K_1 + \left[K_2 - \frac{8}{15} \frac{\pi^2 k^2 \rho_0^2 (1-\beta)(5-3\beta)}{\left(1 - \frac{8}{15}\pi k \rho_0 (5-3\beta)\frac{R^2}{c^2}\right)} \frac{R^2}{c^2} \right] x - K_3 x^2 \right\} r$$

du champ intérieur.

Observation. — La condition $5B < 36\beta$ si le rayon du Soleil est considéré égal à 1, nous donne : $R^2\rho \leqslant 10^6$. Il faut remarquer, que pour les astres connus, rien n'empêche la validité de cette condition, compte tenu de leur densité moyenne réduite. Même pour l'étoile de van Maanen, le produit $R^2\rho$ est assez petit, de l'ordre de 19,6. Il faut se demander, si pour les noyaux atomiques et corpuscules, cette condition est appliquable ou non ? Ce sera le but de nos travaux futurs.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) *Comptes rendus*, 174, 1922, p. 1585.

(2) *La gravitation einsteinienne*, Paris, 1922.

(3) *Étude synthétique des champs massiques à symétrie sphérique*, Bruxelles, 1925.

(4) *Champ de gravitation d'une sphère matérielle et signification physique de la formule de Schwarzschild*, Paris, 1923.

(5) LANDAU-LIFCHITZ, *Theoria polia* (en russe) O. G. I. Z., 1948, p. 284.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *La représentation des systèmes de corpuscules dans l'espace physique et l'interprétation causale de la Mécanique ondulatoire.* Note (*) de M. **João Andrade e Silva**, présentée par M. Louis de Broglie.

Une représentation dans l'espace physique des systèmes non-isolés de deux corpuscules du point de vue de la théorie de la double solution, est présentée. On démontre ensuite, grâce à une analyse antérieure de M. Louis de Broglie et de l'auteur (1), que cette représentation a comme conséquence que les mouvements des singularités dans l'espace de configuration sont donnés par l'équation classique de Schrödinger.

Dans une Note précédente (2) nous avons montré que la représentation des systèmes de corpuscules dans l'espace physique qui avait été proposée par M. Louis de Broglie et l'auteur (1) dans le cadre de l'interprétation causale de la Mécanique ondulatoire par la théorie de la double solution (3) paraissait peu satisfaisante. Nous y avons notamment démontré qu'il fallait considérer les potentiels quantiques comme ayant en général la double nature de potentiels d'interaction et de potentiels extérieurs. Et étant donné que, dans le passage à l'espace de configuration, les potentiels d'interaction et les potentiels extérieurs se comportent différemment, il est indispensable, pour que ce passage ait lieu, de déterminer un critère

permettant de distinguer dans le potentiel quantique la nature (d'interaction ou extérieure) de ses diverses composantes.

La question est d'autant plus délicate que, comme nous l'avons remarqué, tous les termes du potentiel quantique dépendent de la forme de tous les potentiels classiques; ce qui se comprend facilement si l'on pense à l'origine physique du potentiel quantique. Mais, d'autre part, notre démonstration que le potentiel quantique a toujours, en présence de potentiels classiques d'interaction, également une nature de potentiel extérieur n'implique nullement l'affirmation inverse; en effet, le potentiel quantique, en présence d'un potentiel uniquement extérieur, n'a pas obligatoirement la nature d'un potentiel d'interaction.

Il semble au contraire plus naturel qu'en absence de potentiels classiques d'interaction le potentiel quantique ait uniquement la nature d'un potentiel extérieur, ce qui signifie, du point de vue physique, qu'on admet que les ondes régulières ne peuvent pas « interférer » sauf s'il existe une interaction (classique) entre les singularités respectives. A la rigueur, ceci ne constitue même pas une hypothèse supplémentaire : déjà dans la théorie de la particule unique c'était du potentiel extérieur classique qu'on faisait dépendre le mouvement, sans prendre en considération l'éventuelle présence d'autres particules dans les environs, tant que ces particules ne seraient pas en interaction (classique) avec la particule étudiée.

Nous considérons donc que la partie du potentiel quantique qui subsiste quand nous faisons disparaître les potentiels classiques d'interaction a la nature d'un potentiel extérieur tandis que la partie qui s'annule avec ces potentiels doit être regardée comme un potentiel quantique d'interaction.

Ceci étant, prenons un système de deux particules en interaction selon un potentiel V_{jk} et sous l'action d'un potentiel extérieur V. Nous continuerons à représenter ce système par deux points matériels en mouvement sur deux ondes régulières v_k, ces ondes ayant toujours la forme

$$(1)\qquad v_k\left(\vec{r}, \vec{R}_j(t), t\right) = a_k\left(\vec{r}, \vec{R}_j(r), t\right) e^{\frac{2\pi i}{k}\varphi_k\left(\vec{r}, \vec{R}_{j(k)}, t\right)} \qquad (j, k = 1, 2; j \neq k)$$

et où, comme dans tout ce qui va suivre, nous utilisons les notations de notre Note précédente. Nous admettrons que les équations de propagation sont, comme auparavant,

$$(2)\qquad \left\{\begin{array}{l} \dfrac{\partial a_k^2}{dt} - \dfrac{1}{m_k}\nabla(a_k^2\nabla\varphi_k) = 0 \qquad (j, k = 1, 2; j \neq k), \\ \dfrac{\partial \varphi_k}{\partial t} = \dfrac{1}{2m_k}(\nabla\varphi_k)^2 + V\left(\vec{r}, t\right) + V_{kj}\left(\vec{r}, \vec{R}_j(r), t\right) + Q_k, \end{array}\right.$$

mais nous proposons, comme nouvelles expressions pour les potentiels

quantiques,

$$(3)\quad \left\{ \begin{array}{l} Q_k = -\dfrac{h^2}{8\pi^2}\left[\dfrac{1}{m_k}\left(\dfrac{\nabla^2 a_k}{a_k} + \dfrac{2(\nabla a_k \nabla_k a_j}{a_k a_j} + \dfrac{\nabla_k^2 a_j}{a_j}\right) + \dfrac{1}{m_j}\left(\dfrac{2(\nabla_j a_k \nabla a_j)}{a_k a_j} + \dfrac{\nabla_j^2 a_k}{a_k}\right)\right]. \\ \qquad (j,\ k = 1,\ 2;\ j \neq k). \end{array} \right.$$

La démonstration du théorème du guidage restant valable, il est aisé de voir que, pour des conditions initiales bien déterminées, ce formalisme nous fournit, soit l'évolution des ondes régulières, soit le mouvement des singularités.

Pour passer à l'espace de configuration nous allons, naturellement, classer les termes du potentiel quantique selon le critère énoncé. Or l'absence d'interaction entre les particules sera traduite en faisant $V_{jk} = 0$ et en prenant

$$(4)\qquad v_k = v_k(\vec{r},\ t) \qquad (k = 1,\ 2).$$

Mais, dans ces conditions, les potentiels quantiques (3) se réduisent à

$$(5)\qquad Q_{11} = -\frac{h^2}{8\pi^2}\left[\frac{1}{m_1}\frac{\nabla^2 a_1}{a_1}\right], \qquad Q_{22} = -\frac{h^2}{8\pi^2}\left[\frac{1}{m^2}\frac{\nabla^2 a_2}{a_2}\right]$$

et nous appellerons les Q_{kk} « potentiels quantiques extérieurs ». Les termes du potentiel quantique qui s'annulent avec l'interaction classique, c'est-à-dire les « potentiels quantiques d'interaction », seront désignés par Q_{kj} et nous avons

$$(6)\qquad Q_{12} = Q_{21} = -\frac{h^2}{8\pi^2}\left[\frac{1}{m_1}\left(\frac{2(\nabla a_1 \nabla_1 a_2)}{a_1 a_2} + \frac{\nabla_1^2 a_2}{a_2}\right) + \frac{1}{m_2}\left(\frac{2(\nabla_2 a_1 \nabla a_2)}{a_1 a_2} + \frac{\nabla_2^2 a_1}{a_1}\right)\right].$$

La déduction de l'équation de Schrödinger dans l'espace de configuration est alors possible par la méthode qui a été indiquée ([1]), mais en prenant comme potentiel quantique dans cet espace

$$Q = Q_{11} + Q_{22} + Q_{12}$$

comme l'exige ici la Mécanique analytique classique. Le formalisme dans l'espace de configuration reste moins complet que celui de l'espace physique parce qu'il ne nous fournit que les mouvements correlés des singularités ignorant totalement l'évolution des ondes réelles v.

La généralisation de cette représentation dans l'espace physique pour des systèmes d'un nombre quelconque de particules présente, tout d'abord, des difficultés. Nous espérons pouvoir montrer, ultérieurement, qu'il est possible de les surmonter.

(*) Séance du 18 novembre 1957

(1) L. DE BROGLIE et JOÃO ANDRADE E SILVA, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 529.

(2) JOAO ANDRADE E SILVA, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1893.

(3) *Voir* L. DE BROGLIE, *Une tentative d'interprétation causale et non linéaire de la Mécanique ondulatoire* (*la théorie de la double solution*), Paris, Gauthier-Villars, 1956.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Le domaine de localisation d'une certaine classe d'états de champ.* Note (*) de M. **Daniel Kastler**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans le but de remplacer la condition asymptotique par une condition plus générale, R. Haag (1) considère des états de champ localisés dans une certaine portion $\mathcal{B}$ de l'espace-temps, c'est-à-dire tels que le champ ne s'y distingue pas du vide en dehors de $\mathcal{B}$. Les raisonnements de Haag semblent appeler la notion de *domaine de localisation d'un état de champ* Ψ que nous définissons comme suit : Ψ est dit avoir le domaine (spatiotemporel) de localisation G_Ψ si : 1° Ψ est localisé dans G_Ψ ; 2° G_Ψ est le plus petit domaine dans lequel Ψ est localisé.

Le but de cette Note est de montrer que dans le cas de champs libres une classe étendue d'états possède un tel domaine de localisation. Nous ferons la démonstration dans le cas du champ scalaire neutre mais le cas d'autres champs libres se traite de façon identique, en particulier notre raisonnement s'applique indifféremment à des champs de bosons ou de fermions.

On sait (2) qu'on peut considérer le champ scalaire neutre libre comme la donnée d'un opérateur $A(f) = A^+(f) + A^-(f)$ pour toute fonction d'épreuve $f(x)$ appartenant à l'espace $\mathcal{D}$ des fonctions d'espace-temps indéfiniment dérivables à support compact. $A^+(f)$ et $A^-(f)$, qui correspondant respectivement à la création et à l'annihilation des particules, satisfont aux règles de commutation :

$$[A^+(f), A^+(g)] = [A^-(f), A^-(g)] = 0,$$

$$[A^-(f), A^+(g)] = (f|g) = i\int f^*(x)\Delta^+(x-x')g(x')\,d^4x\,d^4x'.$$

Soit alors R l'algèbre des polynomes $p[A(f_i)]$ d'opérateurs de champ [obtenus à partir d'opérateurs $A(f_i)$, $i = 1, 2, \ldots, n$, par un nombre fini de multiplications et d'additions]. Ψ_0 désignant le vide nous allons montrer que *tout* $\Psi = p[A(f_i)]\Psi_0 \in R\Psi_0$ *possède un domaine fini de localisation* G_Ψ défini comme suit :

Étant donné un sous-espace linéaire quelconque K de $\mathcal{D}$ notons R(K) et $R^+(K)$ les sous-algèbres de R définies respectivement par les polynomes $p[A(f_i)]$ et $p[A^+(f_i)]$ où $f_i \in K$ [avec cette notation $R = R(\mathcal{D})$]. Il résulte immédiatement des règles de commutation que $R(K) = R^+(K)$. Étant

donné $\Psi \in R\Psi_0$ soit alors K_Ψ le complément orthogonal du sous-espace des $f \in \mathcal{D}$ tels que $A^-(f)\Psi = 0$

$$K_\Psi = \{ f \in \mathcal{D} \mid A^-(f)\Psi = 0 \}^\perp.$$

Nous allons montrer que :

A. Ψ est contenu dans $R(K_\Psi)$.

B. Tout sous-espace K de $\mathcal{D}$ tel que $\Psi \in R(K)$ contient K_Ψ (qui est donc le plus petit tel sous-espace).

Les propriétés A et B entraînent alors que Ψ a pour domaine de localisation la réunion G_Ψ des supports des éléments de K_Ψ.

Démonstration de B. — $\Psi \in R(K) = R^+(K)$ entraîne que Ψ est de la forme $\Psi = p'[A^+(g_i)]\Psi_0$ avec $g_i \in K$. Pour voir que $K_\Psi \subset K$ montrons que $K^\perp \subset K_\Psi^\perp$ c'est-à-dire que $f \in K^\perp$ entraîne $A^-(f)\Psi = 0$ ([3]). Ceci résulte des règles de commutation :

$$A^-(f)\,\Psi = A^-(f)\,p'[A^+(g_i)]\,\Psi_0 = p'[A^+(g_i)]\,A^-(f)\,\Psi_0 = 0.$$

Démonstration de A. — $\Psi = p[A(f_i)]\Psi_0$ est contenu dans $R(K_0)$, K_0 étant le sous-espace de dimension finie sous-tendu par les f_i. Si K_0 qui contient K_Ψ d'après B est plus grand que K_Ψ il existe K' tel que $K_0 = K' + [h]$ avec $K_\Psi \subset K'$, h étant un vecteur perpendiculaire à K'. Montrons alors que $\Psi \in R(K')$, d'où la propriété en vue résultera par récurrence. Pour ce faire, en décomposant les f_i en leurs composantes suivant K' et h, nous mettons Ψ sous la forme

$$\Psi = A^+(h)\,\Psi_1 + \Psi_2, \qquad \Psi_1, \Psi_2 \in R(K');$$

d'où, grâce aux relations de commutation,

$$A^-(h)\,\Psi = (h \mid h)\,\Psi_1 - A^+(h)\,A^-(h)\,\Psi_1 + A^-(h)\,\Psi_2.$$

Comme $h \in K'^\perp \subset K_\Psi^\perp$ on a $A^-(h)\Psi = 0$. D'autre part $A^-(h)\Psi_1 = A^-(h)\Psi_2 = 0$. En effet $\Psi_1 \in K'$ est de la forme $\Psi_1 = p_1[A^-(\varphi_i)]$, $\varphi_i \in K'$, d'où, puisque $h \in K'^\perp$, en raisonnant comme plus haut,

$$A^-(h)\,\Psi_0 = A^-(h)\,p[A^+(\varphi_i)]\,\Psi_0 = p[A^+(\varphi_i)]\,A^-(h)\,\Psi_0 = 0$$

et de même pour Ψ_2. Alors $(h \mid h)\,\Psi_1 = 0$, d'où $\Psi_1 = 0$ et $\Psi \in K'$.

Ce qui précède vaut pour des champs libres. Nous posons le problème de savoir si une propriété analogue vaut pour des champs couplés, soit qu'on doive la postuler (par exemple lors de la formulation axiomatique d'une condition asymptotique généralisée), soit qu'elle dérive plus ou moins des autres axiomes de la théorie.

(*) Séance du 25 novembre 1957.

([1]) R. Haag, *Conférence au colloque sur les problèmes mathématiques de la théorie quantique des champs*, Lille, juin 1957 (à paraître comme publication du C. N. R. S.).

([2]) A. S. WIGHTMANN, *ibid.* ou J. GERLACH, *Die Quantisierung skalarer neutraler Teilchen als symmetrische Algebra über einem Hilbert Raum* (à paraître dans *Ann. Univ. Sarav. Scientia*).

([3]) Le fait que $\mathcal{D}$ n'est pas complet n'entraîne pas de difficultés, les sous-espaces considérés étant de dimension finie.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Signification mécanique de l'invariance de jauge de première espèce dans la représentation hydrodynamique des équations de la Mécanique ondulatoire.* Note de M. **GEORGES LOCHAK**, présentée par M. Louis de Broglie.

1. Dans un travail précédent, effectué avec M. Jakobi ([1]), nous avons proposé, pour l'étude du fluide à spin décrit par l'équation de Dirac, l'usage d'un système de six angles d'Euler décrivant la rotation du fluide. Nous avons décomposé le spineur de Dirac en fonction de ces angles, de la densité invariante D du fluide et d'un angle pseudoscalaire A.

Bien que cette décomposition ne soit pas covariante, l'un des six angles (l'angle de rotation propre φ) jouit de propriétés très simples, que nous rappelons brièvement :

φ est un invariant relativiste.

Le spineur q de Dirac peut s'écrire :

$$q = e^{i\frac{\varphi}{2}}\psi, \tag{1}$$

où Ψ est un *spineur* qui ne dépend pas de φ.

On avait déduit de là que l'invariance de jauge (de première espèce) signifie qu'il est impossible de définir une rotation propre *absolue* dans un fluide à spin, mais seulement une différence de rotation d'un point à un autre.

Le produit $(\hbar/2)\varphi$ tend, à l'approximation classique vers la fonction S de Jacobi.

Le moment canoniquement conjugué à $\varphi/2$ est la composante de temps j_4 du courant.

2. Montrons que cette dernière propriété est vraie pour tout fluide à spin et, en particulier, pour toutes les équations de la mécanique ondulatoire. Nous retrouverons le postulat d'invariance de jauge d'une manière plus satisfaisante qu'on ne le fait d'habitude.

Soit un champ dont les équations dérivent d'un lagrangien :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(Q_\alpha, Q^*_\alpha, Q_{\alpha,\mu}, Q^*_{\alpha,\mu}), \tag{2}$$

où l'on a $Q_{\alpha,\mu} = (\partial Q_\alpha)/(\partial x_\mu)$ ($\mu = 1, 2, 3, 4$) et Q_α est l'une des 4^n composantes d'un tenseur d'ordre n de l'espace des spineurs. On a

$$Q_\alpha = q^1_{\alpha_1} q^2_{\alpha_2} \ldots q^n_{\alpha_n},$$

où $q^k_{\alpha_k}$ est une composante du spineur q^k. On a, pour chaque spineur, la décomposition (1)

$$q^k = e^{i\frac{\varphi_k}{2}} \psi^k.$$

Si nous posons

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \ldots + \varphi_n \qquad \text{(somme des angles de rotation propre)}$$

et

$$\Psi_\alpha = \psi^1_{\alpha_1} \psi^2_{\alpha_2}, \ldots, \psi^n_{\alpha_n},$$

on pourra écrire :

(3) $$Q_\alpha = e^{i\frac{\alpha}{2}} \Psi_\alpha$$

où Ψ_α a la même variance que Q_α et *ne dépend pas de la rotation propre* totale φ.

La densité d'hamiltonien déduite du lagrangien (2) sera

(4) $$\mathcal{H} = \sum_\alpha \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{Q}_\alpha} \dot{Q}_\alpha + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{Q}^\star_\alpha} \dot{Q}^\star_\alpha \right] - \mathcal{L},$$

(où les points désignent la dérivation partielle par rapport au temps).

Mais, en vertu de (3), on a

(5) $$\dot{Q}_\alpha = i Q_\alpha \frac{\dot{\varphi}}{2} + e^{i\frac{\varphi}{2}} \dot{\Psi}_\alpha.$$

L'hamiltonien s'écrira alors :

$$\mathcal{H} = \sum_\alpha i \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{Q}_\alpha} Q_\alpha - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{Q}^\star_\alpha} Q^\star_\alpha \right] \frac{\dot{\varphi}}{2} + \sum_\alpha \left[e^{i\frac{\varphi}{2}} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{Q}_\alpha} \Psi_\alpha + e^{-i\frac{\varphi}{2}} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{Q}^\star_\alpha} \dot{\Psi}^\star_\alpha \right] - \mathcal{L}.$$

Le second crochet se transforme à l'aide de (5) et il vient

(6) $$\mathcal{H} = \sum_\alpha i \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{Q}_\alpha} Q_\alpha - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{Q}^\star_\alpha} Q^\star_\alpha \right] \frac{\dot{\varphi}}{2} + \sum_\alpha \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\Psi}_\alpha} \dot{\Psi}_\alpha + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\Psi}^\star_\alpha} \dot{\Psi}^\star_\alpha \right] - \mathcal{L}.$$

On voit donc que le moment canoniquement conjugué à la demi-rotation propre $\varphi/2$ est la composante de temps du quadrivecteur

$$j^\mu = i \sum_\alpha \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial Q_{\alpha,\mu}} Q_\alpha - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial Q^\star_{\alpha,\mu}} Q^\star_\alpha \right].$$

Si nous voulons, comme on le fait d'ordinaire, interpréter j^μ comme un courant, nous imposerons sa conservation, soit

(7) $$\partial_\mu j^\mu = 0.$$

Mais cette équation équivaut à

(8) $$\frac{d}{dt} \int j_4 \, dv = 0.$$

(L'intégrale est prise sur une hypersurface à temps constant.)

Cette dernière équation signifie que le moment conjugué de $\varphi/2$ est une constante du mouvement. Cela implique d'après un théorème classique (²), que φ doit être une variable cyclique, c'est-à-dire ne figurer dans le lagrangien que par ses dérivées partielles.

La transformation $\varphi' = \varphi + c$ (où c est une constante) laisse donc le lagrangien invariant. C'est l'invariance de jauge de « première espèce ».

3. Ces remarques s'appliquent à toutes les équations des particules à spin. Elles montrent que, dans tous les cas, la conservation du courant en mécanique ondulatoire résulte de l'impossibilité de définir, dans l'espace, une rotation absolue.

(¹) C. Jakobi et C. Lochak, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 276.
(²) H. Goldstein, *Classical Mechanics*, Cambridge, Mass., 1953.

[*Laboratoire des Théories Physiques, Institut Henri Poincaré détaché au Laboratoire unifié de Recherches Nucléaires Doubna* (*U. R. S. S.*)]

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Excitation électronique de la résonance géante.*

Note de M. **Michel Fabre de la Ripelle**, présentée par M. Louis de Broglie.

On calcule l'excitation de la résonance géante produite par un faisceau d'électrons, en prenant pour hypothèse de base le modèle de Goldhaber et Teller où une sphère indéformable de protons oscille par rapport à une sphère de neutrons.

Dans une précédente Note (¹), nous avons montré comment exprimer l'interaction électromagnétique entre particules chargées douées de structure. Nous allons appliquer cette méthode à l'étude de l'excitation de la résonance géante par un faisceau d'électrons.

L'excitation nucléaire produite par des photons d'une énergie voisine de 20 MeV sur des noyaux a été interprétée comme un mode de vibration collectif des protons par rapport aux neutrons (²). On suppose que la configuration des protons et des neutrons reste sensiblement constante, tandis que leurs centres de gravité est soumis à un potentiel harmonique $-\mu\omega^2 r^2$, où μ désigne la masse réduite dans le mouvement du centre de gravité des protons par rapport à celui des neutrons. La longueur d'ondes des électrons dans ce domaine d'énergie est suffisamment grande pour provoquer un mouvement collectif des protons par rapport aux neutrons, tandis que le transfert d'énergie peut être suffisant pour exciter le mouvement collectif de l'état fondamental au premier état excité de l'oscillateur harmonique du mouvement relatif des deux centres de gravité qui correspond à la résonance géante. Dans une telle approximation, une sphère de protons dont la répartition de charge est invariante, oscille par rapport à une sphère de neutrons de même étendue. On pourra donc représenter collectivement les protons comme une particule chargée de

structure étendue, dont le centre de structure coïncide avec le centre de gravité des protons et dont la répartition de charge invariante est donnée par l'étude expérimentale de la diffusion élastique électron-noyau ([3]). La structure éventuelle de l'électron sera négligée.

On tient compte de la largeur de résonance en définissant l'état excité du noyau par une fonction d'onde

$$\psi_F(\vec{x}, t) = \psi_F(\vec{x}) \frac{1}{2i\pi} \int \frac{e^{i\varepsilon t}}{\varepsilon + \varepsilon_0 - i\frac{\gamma}{2}} d\varepsilon,$$

où $\hbar\varepsilon_0$ désigne l'énergie propre W_0 de la résonance, $\hbar\gamma$ la largeur de raie et $\psi_F(\vec{x})$ la fonction d'onde finale de l'oscillateur harmonique.

La position $\vec{X}_P$ du centre de gravité des protons par rapport au centre de gravité nucléaire $\vec{X}_G$, pour un noyau de nombre atomique A et de numéro atomique Z est donnée en fonction de la distance relative $\vec{x} = \vec{X}_P - \vec{X}_N$ des centres de gravité des protons et des neutrons par

$$\vec{X}_P = \vec{X}_G + \frac{A - Z}{A} \vec{x}.$$

En première approximation, on pourra négliger l'interaction due au terme $\vec{A}(\vec{j}/c)$ devant le terme potentiel coulombien relativiste, du fait que le mouvement de $\vec{X}_P$ appartient au domaine non relativiste. L'élément de matrice pour l'excitation de la résonance géante à l'approximation de Born se réduit alors à

$$H_{FI} = -4\pi c^2 e^2 Z \frac{F(k)}{k^2c^2 - \varepsilon^2} (u_F^* u_I) \frac{1}{2i\pi} \frac{1}{-\varepsilon + \varepsilon_0 - i\frac{\gamma}{2}} \left\langle \psi_F(\vec{x}), e^{i\frac{A-Z}{A}\vec{k}.\vec{x}} \psi_I(\vec{x}) \right\rangle,$$

$F(k)$ désigne le facteur de forme de la structure de charge nucléaire, $(\hbar\varepsilon, \hbar\vec{k})$ le quadrivecteur énergie, quantité de mouvement transféré au noyau lors du choc, u_F et u_I les spineurs initial et final de l'électron pour des ondes planes, $\psi_F(\vec{x})$ est la fonction d'onde du premier état excité (état p) de l'oscillateur harmonique et $\psi_I(\vec{x})$ son état fondamental.

Développant $e^{i[(A-Z/A)]\vec{k}.\vec{x}}$ en harmoniques sphériques

$$\left\langle \psi_F(\vec{x}), e^{i\frac{A-Z}{A}\vec{k}.\vec{x}} \psi_I(\vec{x}) \right\rangle = i\sqrt{3} \int_0^{+\infty} R_{01}(r) j_1\left(\frac{A-Z}{A} kr\right) R_{00}(r)\, dr,$$

où $R_{00}(r)$ et $R_{01}(r)$ sont respectivement les fonctions d'onde radiales de l'état fondamental et du premier état excité p de l'oscillateur harmonique ([4]).

Après intégration

$$\left\langle \psi_F, e^{i\frac{A-Z}{A}\vec{k}.\vec{x}}\psi_I \right\rangle = i4\sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\frac{1}{\alpha^2}\int_0^{+\infty}(3u-2u^3)\,e^{-u^2}\sin\alpha u\,du,$$

$$\alpha^2 = \frac{A-Z}{AZ}\,\frac{\hbar^2 k^2}{MW_0} \qquad \text{(M, masse d'un nucléon).}$$

La valeur de α correspondant à des énergies W_0 de l'ordre de 20 MeV est de quelques pour-cent, ce qui permet d'utiliser un développement en puissance de α pour calculer l'intégrale, et de se limiter au premier terme. Alors

$$H_{FI} = \left[\frac{2Z(A-Z)}{A}\,\frac{1}{MW_0}\right]^{\frac{1}{2}} e^2\hbar c\,\frac{kF(k)}{k^2c^2-\varepsilon^2}\,\frac{(u_F^*\,u_I)}{\varepsilon-\varepsilon_0+i\frac{\gamma}{2}}.$$

La section efficace d'excitation de la résonance géante à un niveau d'énergie $\hbar\varepsilon = E_0 - E$ pour des états initial et final de quantité de mouvement $\vec{p}_0$ et $\vec{p}$ de l'électron est donnée dans l'angle solide $d\Omega$ par

$$\frac{d\sigma(\vec{k},\varepsilon)}{d\varepsilon} = \frac{2\pi}{\hbar}\,\frac{1}{v_0}\,\frac{\gamma}{2\pi}\,|H_{FI}|^2\,\frac{pE}{(2\pi\hbar)^3c^2}\,d\Omega \qquad (v_0, \text{ vitesse initiale de l'électron}).$$

On obtient la section efficace pour une excitation à un niveau d'énergie $\hbar\varepsilon$ en effectuant une sommation sur toutes les orientations possibles de la quantité de mouvement de l'électron dans son état final. Pour obtenir l'ordre de grandeur du phénomène, on utilise une structure ponctuelle de la répartition de charge correspondant à $F(k) = 1$.

La section efficace se réduit alors à

$$\frac{d\sigma(\varepsilon)}{d\varepsilon} = \frac{1}{8\pi}\left(\frac{e^2}{Mc^2}\right)^2\frac{Mc^2}{W_0}\,\frac{Z(A-Z)}{A}\,\frac{(E_0-\mu)(E-\mu)}{E_0p_0c}\,G(U)\,\frac{\gamma}{2\pi}\,\frac{1}{(\varepsilon-\varepsilon_0)^2+\frac{\gamma^2}{4}},$$

$$G(U) = [(2U+B)U' - (U^2+BU+A)]\,\mathrm{Log}\,\frac{U-1}{U+1} + U' + \frac{2(U^2+BU+A)}{U^2-1}U' - (2B+U),$$

$$A = \frac{(E_0+\mu)(E+\mu)}{(E_0-\mu)(E-\mu)}, \qquad B = \frac{2pp_0c^2}{(E_0-\mu)(E-\mu)}, \qquad U = \frac{E_0E-\mu^2}{pp_0c^2}, \qquad U' = \frac{(E_0-E)^2}{2pp_0c^2}$$

(μ, énergie propre de l'électron).

Pour des électrons ayant une énergie cinétique de 30 MeV et une résonance géante correspondant à $W_0 = 15$ MeV, on trouve une section efficace intégrée $\sigma = 2{,}5.10^{-28}$ cm^2 pour $A = 2Z = 12$.

Le facteur de forme a pour effet de réduire la section efficace mais l'ordre de grandeur obtenu permet de voir que l'effet doit être observable.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1161.
(2) GOLDHABER et TELLER, *Phys. Rev.*, 74, 1948, p. 1046.
(3) HOFSTATER, *Rev. Mod. Phys.* 28, 1956, p. 214.
(4) TALMI, *Helv. Phys. Acta*, 25, n° 3, 1952, p. 185.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur la représentation des similitudes de l'espace au moyen de spineurs.* Note (*) de M. **MAX MORAND**, présentée par M. Georges Darmois.

Étude des similitudes de l'espace ponctuel ordinaire et de l'espace des couples de vecteurs réels de même origine, de même longueur et orthogonaux l'un à l'autre; propriétés de leurs représentations au moyen de spineurs.

1. Rapportons les points de l'espace euclidien réel, à trois dimensions, à un trièdre de référence trirectangle Ox, Oy, Oz. Soient $\vec{U}_1$, $\vec{U}_2$, $\vec{U}_3$ les vecteurs unitaires respectivement portés par ces axes. Soient deux vecteurs réels $\vec{X}_1(x_1, y_1, z_1)$ et $\vec{X}_2(x_2, y_2, z_2)$ de même origine O, de même longueur (non nulle), orthogonaux l'un à l'autre. On peut représenter la similitude existant entre les vecteurs $(\vec{U}_1, \vec{U}_2)$ et $(\vec{X}_1, \vec{X}_2)$, en introduisant un symbole i, dont le carré est égal à -1, et en formant l'opérateur $X = X_1 + iX_2$, attaché au moins à ces deux couples de vecteurs.

2. Cet opérateur possède trois représentations de types différents :

(I) la représentation de type vectoriel, à trois composantes, constituée par les nombres complexes x, y, z tels que

$$x = x_1 + ix_2, \qquad y = y_1 + iy_2, \qquad z = z_1 + iz_2, \tag{1}$$

et satisfaisant aux égalités

$$x^2 + y^2 + z^2 = 0, \qquad z^2 = -(x + iy)(x - iy);$$

(II) les représentations à deux composantes seulement, constituées soit par les expressions complexes $x + iy$, $x - iy$, soit par le spineur ξ, η satisfaisant, par exemple, aux relations

$$x + iy = -2\eta^2, \qquad x - iy = 2\xi^2; \qquad x = \xi^2 - \eta^2, \qquad y = i(\xi^2 + \eta^2), \qquad z = -2\xi\eta; \tag{2}$$

(III) la représentation de type matriciel, à deux lignes et à deux colonnes

$$X = X_1 + iX_2 = \begin{Vmatrix} z & x - iy \\ x + iy & -z \end{Vmatrix}$$

Cette matrice agit sur les spineurs; la représentation (I) permet de la considérer comme la somme de deux matrices. Les matrices de Pauli σ_x, σ_y, σ_z

conduisent aux notations condensées

$$X_1 = x_1\sigma_x + y_1\sigma_y + z_1\sigma_z = \vec{X}_1.\vec{\sigma}$$
$$iX_2 = i\vec{X}_2.\vec{\sigma} = \vec{X}_2 i\vec{\sigma}.$$

Développée au moyen de ces trois représentations, l'étude des symétries et des rotations de l'espace des couples de vecteurs $(\vec{X}_1, \vec{X}_2)$ montre que l'opérateur X_1, agissant sur les spineurs de cet espace, représente le produit d'une symétrie, définie par le plan passant par O dont la normale porte le vecteur $\vec{X}_1$, par une homothétie de centre O ; que l'opérateur iX_2, agissant sur les mêmes spineurs, représente le produit de la même homothétie par une rotation de 180° autour de l'axe passant par le vecteur $\vec{X}_2$. La relation $i^2 = -1$ exprime donc qu'un spineur change de signe quand les vecteurs qui le déterminent subissent une rotation de 360°. On sait également que les spineurs permettent de dédoubler la symétrie par rapport à un plan, en faisant intervenir de manière distincte chacune des demi-normales à ce plan. L'espace des spineurs permet donc de représenter les similitudes et les dissymétries, géométriques ou physiques, d'une manière différente de celles qui correspondent à l'espace ponctuel ordinaire.

3. Tout spineur, c'est-à-dire tout couple de nombres complexes ξ, η, dont l'un au moins n'est pas nul, constitue une représentation de la similitude reliant les vecteurs $(\vec{U}_1, \vec{U}_2)$ aux vecteurs $(\vec{X}_1, \vec{X}_2)$, dont les extrémités ont les coordonnées définies par (1) et (2). Le rapport d'homothétie de cette similitude a pour valeur la longueur l de ces vecteurs, égale à $\xi\xi^\star + \eta\eta^\star$. On peut déterminer tous les autres éléments de cette similitude : plan de symétrie, ou axe et angle de rotation.

Supposons, par exemple, que l'on puisse transformer $(\vec{U}_1, \vec{U}_2)$, de spineur 1, 0, en $(\vec{X}_1, \vec{X}_2)$ de spineur ξ, η; les cosinus directeurs a, b, c de la normale au plan de symétrie doivent vérifier la relation

$$\begin{Vmatrix} \xi \\ \eta \end{Vmatrix} = (a\sigma_x + b\sigma_y + c\sigma_z) \begin{Vmatrix} 1 \\ 0 \end{Vmatrix}.$$

L'introduction des matrices de Pauli conduit à poser

$$u_1 = \begin{Vmatrix} 1 \\ 0 \end{Vmatrix}, \qquad u_2 = \begin{Vmatrix} 0 \\ 1 \end{Vmatrix}.$$

Ces matrices jonent le rôle de spineurs de base; u_1 et u_2 sont linéairement indépendants; a, b, c sont déterminés par

(3) $$\xi u_1 + \eta u_2 = (a\sigma_x + b\sigma_y + c\sigma_z)\, u_1.$$

En effectuant les produits $\sigma_x u_1$, $\sigma_y u_1$, $\sigma_z u_1$, nous obtenons

$$\xi u_1 + \eta u_2 = c u_1 + (a + ib)\, u_2,$$

u_1 et u_2 étant linéairement indépendants, on a nécessairement

$$c = \xi, \qquad a + ib = \eta.$$

Les nombres a, b, c étant réels, dans ce cas, ξ doit être réel.

Supposons maintenant que l'on puisse transformer $(\vec{U}_1, \vec{U}_2)$ en $(\vec{X}_1, \vec{X}_2)$ par une rotation ; les éléments géométriques à déterminer sont les cosinus directeurs l_1, l_2, l_3 de l'axe de rotation et l'angle de rotation α. Aux matrices de Pauli, ajoutons la matrice unité à deux lignes et à deux colonnes, soit σ_0. On doit avoir

$$\xi u_1 + \eta u_2 = \left(\cos\frac{\alpha}{2}\sigma_0 - i\sin\frac{\alpha}{2}\vec{l}.\vec{\sigma}\right)u_1.$$

En effectuant les produits $\sigma_0 u_1$, $\sigma_x u_1$, ..., nous obtenons

$$\xi u_1 + \eta u_2 = \left(\cos\frac{\alpha}{2} - il_3\sin\frac{\alpha}{2}\right)u_1 - \sin\frac{\alpha}{2}(il_1 - l_2)u_2.$$

D'où

$$\cos\frac{\alpha}{2} - il_3\sin\frac{\alpha}{2} = \xi, \qquad (il_2 - l_1)\sin\frac{\alpha}{2} = \eta,$$

ce qui détermine l_1, l_2, l_3 et $\alpha/2$, et montre le rôle d'opérateur de ξ, η.

4. Considérons le vecteur $\vec{X}_3$ d'origine O, dont l'extrémité a pour coordonnées les trois nombres réels

$$(4) \qquad x_3 = \xi\eta^* + \xi^*\eta, \qquad y_3 = i(\xi\eta^* - \xi^*\eta) \qquad z_3 = \xi\xi^* - \eta\eta^*.$$

Il a même longueur $l = \xi\xi^* + \eta\eta^*$ que les vecteurs $\vec{X}_1$ et $\vec{X}_2$. Sa propriété caractéristique est d'être orthogonal à chacun de ceux-ci, car l'opérateur de symétrie plane $1/l X_3$ laisse invariants les deux vecteurs $\vec{X}_1$ et $\vec{X}_2$. C'est la recherche de la symétrie plane laissant leur spineur invariant qui conduit, d'ailleurs, au vecteur $\vec{X}_3$. L'opérateur correspondant doit avoir pour fonctions propres ξ, η, avec la valeur propre 1 ; les cosinus directeurs de la normale au plan des vecteurs $\vec{X}_1$ et $\vec{X}_2$ sont donc déterminés par la condition

$$\xi u_1 + \eta u_2 = (a\sigma_x + b\sigma_y + c\sigma_z)(\xi u_1 + \eta u_2).$$

On remarque que a, b, c ne dépendent que du rapport des composantes du spineur. L'identification des deux membres, puis un calcul simple conduisent aux relations (4).

L'ensemble de deux nombres complexes fournit donc également une représentation complète de la similitude définie, dans l'espace ponctuel ordinaire, par les vecteurs $\vec{U}_1$, $\vec{U}_2$, $\vec{U}_3$ et $\vec{X}_1$, $\vec{X}_2$, $\vec{X}_3$.

5. Grâce à l'introduction de constantes et d'unités convenables, ces représentations des similitudes s'étendent aux espaces physiques à trois dimensions.

Elles permettent de comprendre le rôle qu'y jouent les axes de référence, le choix de leurs orientations et les symétries qui leur sont attachées.

(*) Séance du 25 novembre 1957.

ÉLECTRICITÉ THÉORIQUE. — *Sur l'étude topologique des réseaux électriques.* Note (*) de M. **Daniel Bayle**, présentée par M. Georges Darmois.

Un réseau peut être regardé comme la représentation matérielle du 1-squelette (graphe linéaire) d'un 2-complexe de la Topologie combinatoire. La notion topologique de dualité induit une notion générale de dualité dans les réseaux. On dispose ainsi d'une méthode, valable en régime variable, permettant d'aborder dans toute sa généralité l'étude des problèmes d'analyse et de synthèse des réseaux.

1. Considérons les deux systèmes linéaires qui représentent à un instant t quelconque les lois de Kirchhoff relatives l'une aux nœuds (numérotés par n), l'autre aux mailles (m) d'un réseau linéaire [ensemble de nœuds reliés par des branches (b)] orienté :

$$\overset{(0)}{\eta}{}_n^b\, i_b = 0 \qquad \text{et} \qquad v^b\, \overset{(1)}{\eta}{}_b^m = 0 \tag{1}$$

L'examen des deux matrices $\overset{(0)}{\eta}{}_n^b$ et $\overset{(1)}{\eta}{}_b^m$ composées exclusivement des éléments 0, +1, −1, montrent qu'elles peuvent être considérées comme les 0-matrices et les 1-matrices d'incidence d'un 2-complexe qui se trouve alors bien déterminé ([1]) et dont le 1-squelette s'identifie avec le schéma de câblage du réseau.

Inversement, les 0-matrices et les 1-matrices d'incidence d'un 2-complexe orienté peuvent être considérées comme représentant les lois de Kirchhoff d'un réseau : en effet elles permettent de définir deux groupes de formes linéaires indépendantes

$$x^j = x'^i\, \overset{(0)}{\eta}{}_i^j \qquad \text{et} \qquad y_j = \overset{(1)}{\eta}{}_j^k\, y'_k. \tag{2}$$

La relation générale d'orthogonalité $\overset{(p-1)}{\eta}{}_i^j\, \overset{(p)}{\eta}{}_j^k = 0$ conduit alors aux deux systèmes linéaires

$$\overset{(0)}{\eta}{}_i^j\, y_j = 0 \qquad \text{et} \qquad x^j\, \overset{(1)}{\eta}{}_j^k = 0, \tag{3}$$

que l'on peut identifier avec (1) puisque les coefficients x'^i et y'_k peuvent être choisis de façon arbitraire.

2. La dualité dans les complexes traduite par la correspondance

$$\overset{[n-(\overset{*}{p}+1)]}{\eta}{}_k^j = (-1)^{p+1}\, \overset{(p)}{\eta}{}_j^k,$$

entre les p-matrices et les $[n-(p+1)]$-matrices d'incidence de deux complexes duaux permet d'induire une dualité dans les réseaux. Distinguons les deux cas où le graphe linéaire associé au réseau donné est applicable sur le 1-squelette d'une 2-variété ou sur le 1-squelette d'une 3-variété.

Le premier cas généralise la notion de dualité couramment utilisée; elle associe à la forme quadratique

$$(4) \qquad v^b i_b = v'^n \overset{(0)}{\eta}{}^b_n \overset{(1)}{\eta}{}^m_b i'_m = 0,$$

qui caractérise le réseau linéaire donné, la forme quadratique

$$(5) \qquad i^{b^*} v_{b^*} = - i'^{m^*} \overset{(\overset{*}{1})}{\eta}{}^{b^*}_{m^*} \overset{(\overset{*}{0})}{\eta}{}^{n^*}_{b^*} v'_{n^*} = 0 \qquad (m^* = n,\ b^* = b,\ n^* = m),$$

qui caractérise le réseau linéaire dual.

Le deuxième cas introduit une notion nouvelle de dualité qui associe à (4) la forme quadratique

$$(6) \qquad i^{m^*} v_{m^*} = - i'^{r^*} \overset{(\overset{*}{2})}{\eta}{}^{m^*}_{r^*} \overset{(\overset{*}{1})}{\eta}{}^{b^*}_{m^*} v'_{b^*} = 0,$$

caractérisant le réseau superficiel dual (ensemble de mailles reliées par des branches) constitué par l'interconnexion de plusieurs sous-réseaux (r^*).

3. Les caractéristiques physiques du réseau seront introduites par les lois d'Ohm généralisées exprimées dans le domaine des images (transformées de Laplace) sous l'une ou l'autre des deux formes

$$(7) \qquad V^b = I^{b'} Z^b_{b'} - E^b \qquad \text{ou} \qquad I_b = A^{b'}_b V_{b'} - J_b$$

dans lesquelles $Z^b_{b'}$ et $A^{b'}_b$ représentent respectivement les impédances et les admittances du réseau, E^b et J^b les images des forces électromotrices et des intensités injectées.

Les considérations précédentes s'appliquent, par suite de la linéarité des relations d'incidence, aux régimes variables pour lesquels les tensions V^b, les intensités I_b, les impédances $Z^b_{b'}$, les admittances $A^{b'}_b$ sont des fonctions de l'opérateur p de Heaviside.

4. En ce qui concerne l'analyse des réseaux, l'étude précédente permet de retrouver les méthode de Kron [2] : les matrices d'incidence du complexe associé à un réseau donné étant connues, la distribution des intensités et des tensions sera donnée à partir de (3) et (5) sous l'une ou l'autre des deux formes matricielles

$$(10) \qquad I_b = \overset{(1)}{\eta}{}^b_m \left(\overset{(1)}{\eta}{}^b_m Z^{b'}_b \overset{(1)}{\eta}{}^m_{b'} \right)^{-1} \overset{(1)}{\eta}{}^b_m E_b,$$

$$(11) \qquad V^b = J^b \overset{(0)}{\eta}{}^n_b \left(\overset{(0)}{\eta}{}^{b'}_n A^b_{b'} \overset{(0)}{\eta}{}^n_b \right)^{-1} \overset{(0)}{\eta}{}^b_n$$

qui traduisent respectivement la méthode des mailles et la méthode des couples de nœud dues à Kron, les matrices η utilisées étant plus communément désignées sous le nom de matrices de connexion.

Les problèmes de synthèse seront traités par reconstitution des matrices d'incidence en utilisant la forme quadratique (4) qui exprime la conservation de l'énergie dans le réseau. Nous nous contentons de montrer ici que l'on retrouve les transformations de Howitt [3] comme cas particulier de cette

méthode générale de reconstitution des matrices d'incidence : en effectuant les changements de base

$$V'^{n} = V'^{n'} \tau_{n'}^{n} \quad \text{et} \quad I'_{m} = \tau_{m}^{m'} I'_{m'}, \tag{12}$$

on obtient

$$V^{b} I_{b} = V'^{n'} \tau_{n'}^{n} \overset{(0)}{\eta}{}_{n}^{b} \overset{(1)}{\eta}{}_{b}^{m} \tau_{m}^{m'} I_{m'} = V'^{n'} \overset{(0)}{\eta}{}_{n'}^{b} \overset{(1)}{\eta}{}_{b}^{m'} I'_{m'} = 0. \tag{13}$$

On montre alors que la transformation conservant le régime dans les branches incidentes à certains nœuds (n_1) et à certaines mailles (m_1) (transformation de Howitt) est caractérisée par l'une ou l'autre des deux matrices

$$[\tau_{n'}^{n}] = \begin{bmatrix} \mathbf{I}_{n_1}^{n_1} & \eta_{n_1}^{n'_2} \\ \mathbf{O}_{n'_2}^{n_1} & \eta_{n'_2}^{n'_2} \end{bmatrix} \quad \text{ou} \quad [\tau_{m}^{m'}] = \begin{bmatrix} \mathbf{I}_{m_1}^{m_1} & \eta_{m_1}^{m'_2} \\ \mathbf{O}_{m'_2}^{m_1} & \eta_{m'_2}^{m'_2} \end{bmatrix} \tag{14}$$

dans lesquels les symboles **I** et **O** représentent respectivement des sous-matrices unité et nulle.

Enfin, aussi bien en analyse qu'en synthèse, on pourra utiliser le réseau déduit d'un réseau connu par l'une ou l'autre des dualités généralisées définies au paragraphe 2.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) S. LEFSCHETZ, *American Mathematical Society*, p. 14-16.

(2) G. KRON, *Tensor Analysis of Networks*, Wiley and Sons.

(3) *Cf.* M. BAYARD, *Théorie des réseaux de Kirchhoff*, Éditions de la *Revue d'Optique*, p. 126-128, ou M. PARODI, *Introduction à l'étude des réseaux électriques* (*S. E. D. E. S.*, p. 26-30).

MAGNÉTISME. — *Interprétation des propriétés magnétiques du grenat d'yttrium dans lequel des ions* Al^{3+}, Ga^{3+} *et* Cr^{3+} *ont été substitués à des ions* Fe^{3+}. Note (*) de MM. **GÉRARD VILLERS** et **JEAN LORIERS**, présentée par M. Louis Néel.

Le grenat d'yttrium $5Fe_2O_3$, $3Y_2O_3$ a été identifié par F. Bertaut et F. Forrat (1); R. Pauthenet (2) en a donné les propriétés magnétiques. Nous nous sommes proposé l'étude des composés de substitution de ce grenat, obtenus en remplaçant une partie des ions Fe^{3+} par des ions Me^{3+}($Me = Al$, Ga ou Cr) de telle façon que la relation moléculaire : $(5-x)Fe_2O_3, xMe_2O_3, 3Y_2O_3$ soit satisfaite.

L'oxyde d'yttrium nécessaire à nos essais a été obtenu à partir d'un mélange brut de terres yttriques en employant le procédé de séparation par échanges d'ions sur colonnes de résine (3). Deux élutions successives : la première, par une solution de citrate d'ammonium, la seconde, par un éluant à base d'acide éthylène-diamino-tétra-acétique, permettent de débarrasser complètement l'yttrium des terres rares voisines; en particulier des éléments fortement magnétiques tels que le dysprosium et le gadolinium. Les impuretés communes

(calcium, cuivre, fer, etc.) sont par ailleurs éliminées par une double précipitation à l'ammoniaque et à l'acide oxalique.

Avec cet oxyde, dont la pureté est supérieure à 99,9 %, il a été préparé, par coprécipitation à partir de solutions mères titrées, des séries de mélanges, dont les valeurs de x sont comprises entre 0 et 1. Après calcination à 700°C, le mélange d'oxydes obtenu est traité à 1 350°C pendant 4 h dans l'air.

Les aimantations spontanées $\sigma_0 \mu_B$ exprimées en magnétons de Bohr μ_B et rapportées à 1 mol-g, ont été déterminées en extrapolant les courbes (σ_s, T) jusqu'au zéro absolu. Sur les figures 1 et 2, sont représentées les variations de $\sigma_0 \mu_B$ en fonction de la teneur moléculaire x. Pour les ions Al^{3+} et Ga^{3+}, les aimantations spontanées décroissent rapidement et régulièrement. Par contre, le remplacement des ions Fe^{3+} par des ions Cr^{3+} conduit d'abord, à une augmentation du moment à saturation; puis, pour une valeur de x voisine de 0,5, $\sigma_0 \mu_B$ passe par un maximum et ensuite décroît.

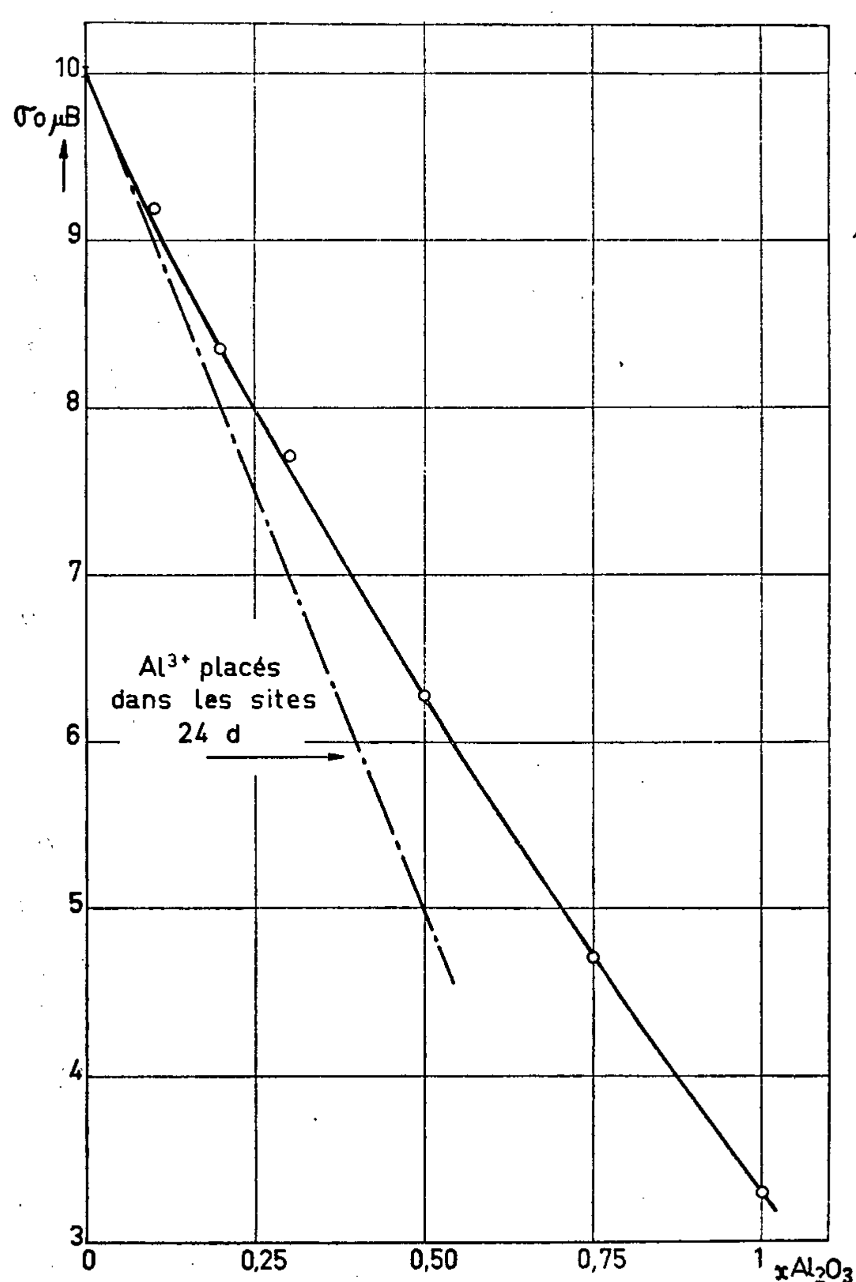


Fig. 1.

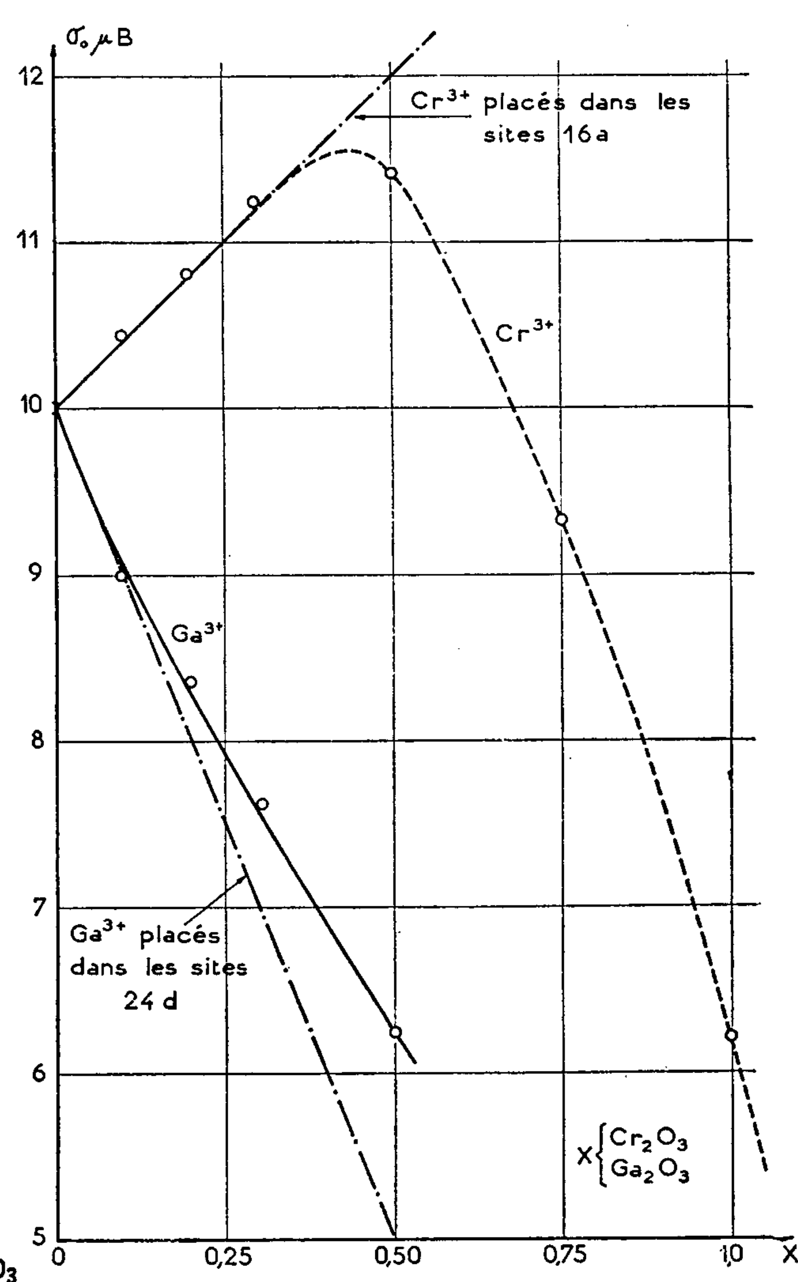


Fig. 2.

Les courbes précédentes peuvent s'interpréter en s'appuyant sur les travaux de L. Néel [4] et ses collaborateurs. Dans la maille cristalline du grenat, les ions métalliques se répartissent entre trois sous-réseaux. Dans chaque molé-

cule, six ions Y^{3+} se placent sur les sites 24 *c*, six ions ferriques occupent les cavités tétraédriques 24 *d* et les quatre ions Fe^{3+} restants se logent dans les cavités octaédriques 16 *a*. Tout comme dans les ferrites du type spinelle, il existe de fortes interactions négatives entre les sous-réseaux *a* et *d* et comme d'autre part l'ion Y^{3+} n'est pas magnétique, le moment résultant $\sigma_0 \mu_B$ est égal à $6\,Md - 4\,Ma$ ($Md = Ma$ = moment de Fe^{3+}). Le moment de l'ion Fe^{3+} étant de $5\,\mu_B$, l'aimantation spontanée $\sigma_0 \mu_B$ du ferrite d'yttrium non substitué est donc égale à $10\,\mu_B$. Nos résultats expérimentaux sont en très bon accord avec cette hypothèse.

On peut, pour expliquer la diminution de l'aimantation que l'on observe lorsque des ions Fe^{3+} sont remplacés par des ions non magnétiques Al^{3+} et Ga^{3+}, faire l'hypothèse que les ions Al^{3+} et Ga^{3+} se placent sur les sites tétraédriques 24 *d*. Cette hypothèse conduit à une aimantation spontanée résultante : $\sigma_0 \mu_B = (6 - 2x)\,\mathrm{Md} - 4\,\mathrm{Ma}$, dont la variation, en fonction de x, est représentée sur les figures 1 et 2 (droites en traits mixtes). On constate que pour les faibles concentrations, nos résultats expérimentaux peuvent s'interpréter suivant ce mécanisme.

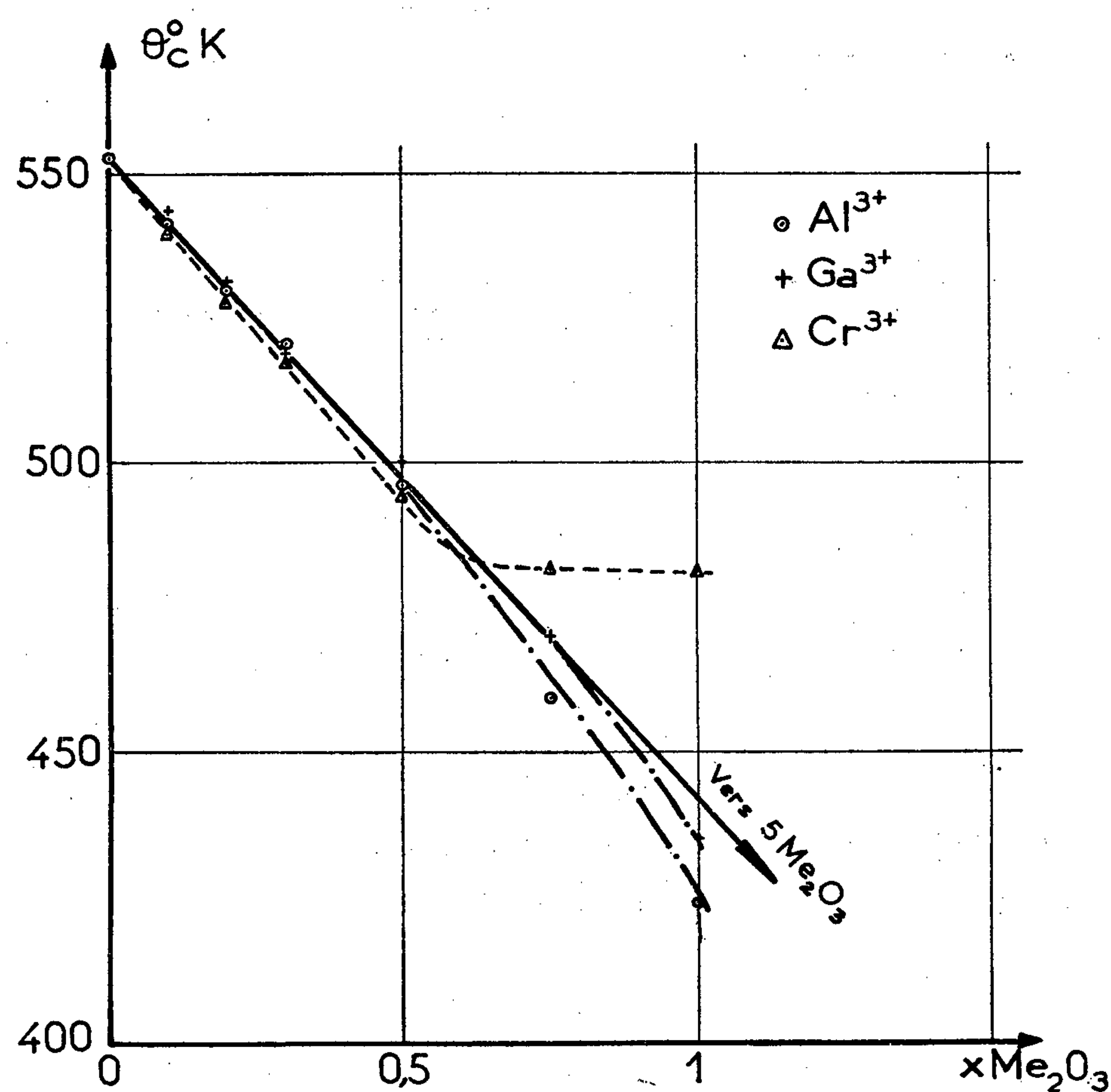


Fig. 3.

La figure 2, relative à l'ion Cr^{3+}, montre au contraire que le moment à saturation $\sigma_0 \mu_B$ augmente pour des concentrations croissantes jusqu'à environ $x = 0,5$. Cette augmentation du moment peut se justifier en admet-

tant que les ions Cr^{3+} se placent sur les sites 16 a. En effet, d'après cette hypothèse $\sigma_0 \mu_B = 6 Md - [(4 - 2x) Ma + 2x M'a]$, $M'a$ désignant le moment magnétique de l'ion Cr^{3+}, d'où $\sigma_0 \mu_B = 10 + 4x$ en donnant à $M'a$ la valeur $3\mu_B$. On constate sur la figure 2 que la courbe expérimentale se confond avec la droite traduisant l'hypothèse ci-dessus. Pour des titres en Cr_2O_3 supérieurs à 0,5, le moment magnétique mesuré décroît alors rapidement. Une étude aux rayons X a mis en évidence au-delà de $x \simeq 0,5$, la présence d'un mélange.

La figure 3 représente les variations des points de Curie θ_c°K en fonction de la teneur moléculaire x en Me_2O_3. Aux faibles concentrations, les points de Curie s'éloignent peu d'une droite qui couperait l'axe des abscisses pour $x = 5$. La courbe des points de Curie relative au Cr est bien en accord avec l'hypothèse d'un mélange à partir d'une valeur de x voisine de 0,5 dont un seul constituant, le grenat serait magnétique.

(*) Séance du 25 novembre 1957.

(1) F. Bertaut et F. Forrat, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 382.

(2) R. Pauthenet, *Thèse*, Grenoble, janvier 1957.

(3) J. Loriers et Mme J. Quesney, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1643; J. Loriers, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1537.

(4) L. Néel, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 8.

OPTIQUE CORPUSCULAIRE. — *La correction des aberrations d'ouverture d'un système de deux lentilles quadrupolaires magnétiques*. Note de M. **Albert Septier**, présentée par M. Louis de Broglie.

Considérons un faisceau ionique creux de révolution traversant un système de deux lentilles quadrupolaires magnétiques Q_1 et Q_2 croisées. L'étude de la section transversale du faisceau au voisinage des lignes focales nous a permis de mesurer le taux d'aberrations du système (1), (2). Lorsqu'on s'éloigne des lentilles en suivant le faisceau émergent, la section varie comme l'indique la figure 1, et l'on rencontre successivement les formes (a), (b) et (c), ce qui correspond à une aberration globale d'ouverture négative (convergence plus faible sur les bords qu'au voisinage de l'axe).

1. *Influence de la correction des variations de longueur efficace dans l'entrefer.* — Une longueur efficace L peut être définie en chaque point de l'entrefer à partir des courbes de répartition du champ magnétique transversal. Elle décroît légèrement lorsqu'on s'éloigne de l'axe, et cette variation est la même dans toutes les directions radiales (courbe 2 de la figure 3, où L_0 est la valeur de L sur l'axe). Cette variation est responsable d'une partie de l'aberration d'ouverture. Mais on peut remédier à

ce défaut et on peut rendre L constante dans tout l'entrefer en fixant sur les pièces polaires des masselottes d'acier doux dont la forme et la position ont été déterminées expérimentalement [3] (courbe 1 de la figure 3). Les lentilles sont ainsi corrigées pour $r \leqq a = 4$ cm, r étant la distance à l'axe.

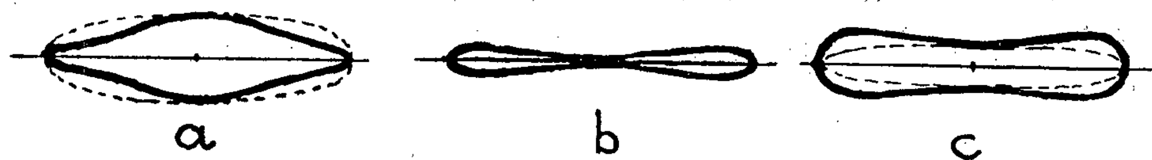


Fig. 1.

Dans ce système corrigé, on retrouve pour la section du faisceau les différents aspects de la figure 1 et l'on rencontre ces figures dans le même ordre [(a) à (c)] lorsqu'on s'éloigne des lentilles, mais le taux d'aberration τ est devenu beaucoup plus faible. L'amélioration est particulièrement sensible vers les bords ($R_0 = 3$ cm). La figure 2 illustre les résultats obtenus

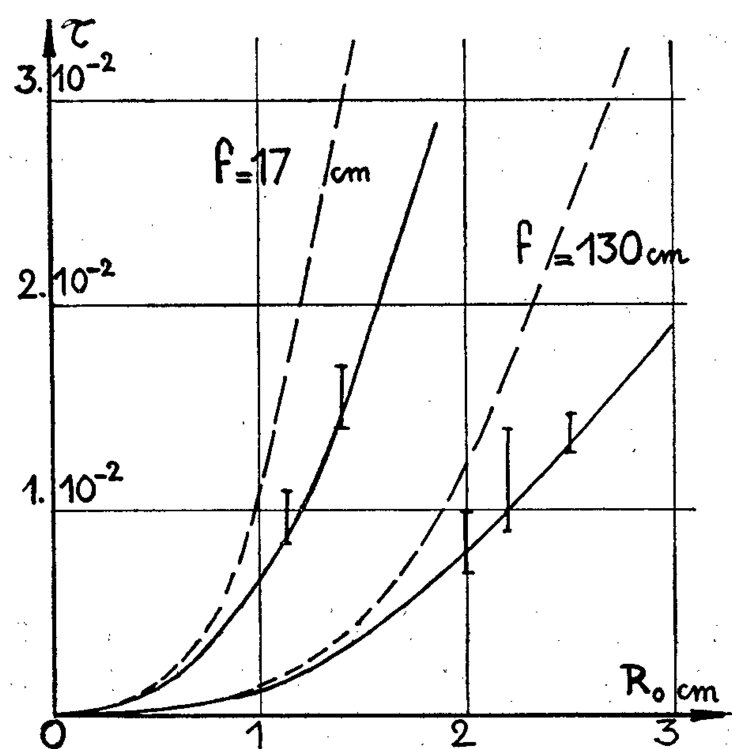


Fig. 2.

avec des faisceaux incidents parallèles à l'axe de rayon R_0 allant de 0 à 3 cm; les courbes en trait plein correspondent au système corrigé, les autres au système initial, et cela pour deux distances focales (c'est-à-dire pour deux valeurs du courant d'excitation des lentilles) $f = 17$ et $f = 130$ cm. Pour $f = 130$ cm, l'aberration est pratiquement abaissée au niveau de celle d'un système à trous beaucoup plus grands ($a = 6$ cm) [2].

L'examen de la trace du faisceau montre aussi que l'aberration résultante n'a pas changé de sens, c'est-à-dire qu'on l'a seulement diminuée. Ce résultat peut s'interpréter en considérant qu'il ne subsiste que l'aberration due à la structure des champs de fuite, qu'on dénommera « aberra-

tion de champ ». Cette aberration est donc de même signe que l'aberration « de longueur efficace », lorsque L décroît vers les bords, et ces deux termes s'ajoutent pour fournir l'aberration globale d'ouverture. Ces mesures montrent que les deux termes sont d'un ordre de grandeur tout à fait comparable, *et laissent espérer qu'il sera possible d'annuler totalement l'aberration d'ouverture d'un système de lentilles quadrupolaires*, en corrigeant la répartition du champ dans l'entrefer, de façon telle que L croisse lorsqu'on s'éloigne de l'axe.

2. *Essais de correction totale.* — Pour réaliser cette idée, nous avons supprimé sur Q_1 et Q_2 les masselottes correctrices du paragraphe précédent pour les remplacer par un système plus maniable formé de tiges d'acier doux placées dans les entrefers (*fig.* 4), de même longueur que les pièces polaires (15 cm), et de diamètre 8 mm, à une distance R de l'axe.

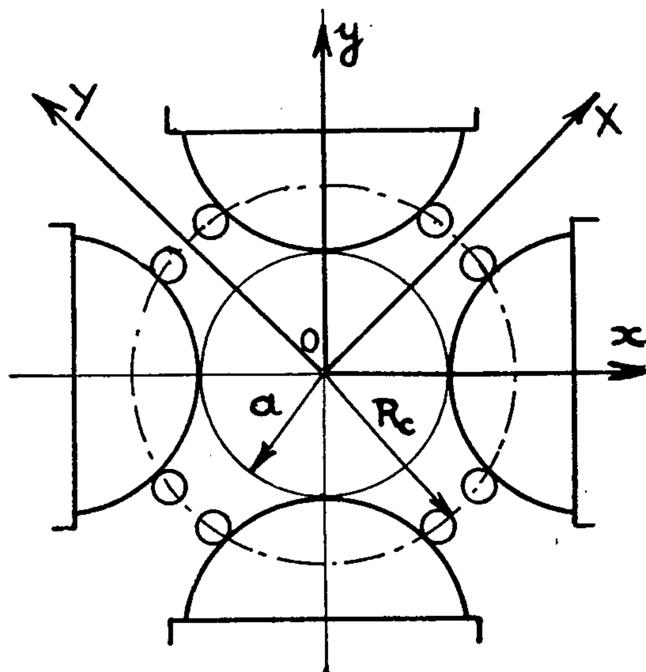


Fig. 3.

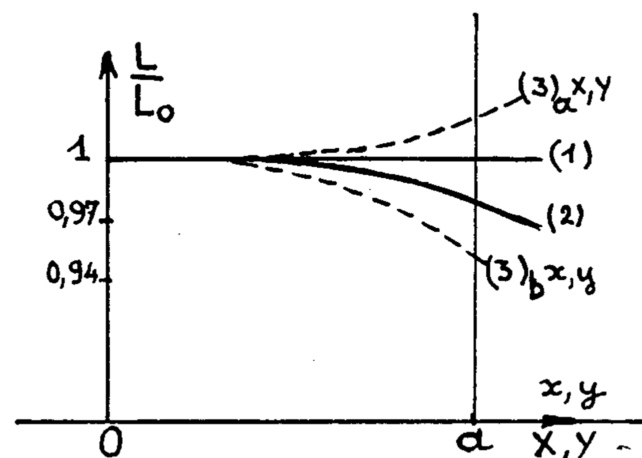


Fig. 4.

Si l'on place contre la chambre à vide ($R \neq a$), on observe un accroissement considérable des aberrations, mais le faisceau est effectivement sur-corrigé, c'est-à-dire qu'on rencontre maintenant en s'éloignant des lentilles les figures représentées figure 1, mais en sens inverse : de (*c*) à (*a*), ce qui correspond à une aberration globale positive. Il existe donc une position des correcteurs, définie par $R = R_c$, pour laquelle on aura correction totale. Si $R > R_c$, le système est sous-corrigé. Donnons un exemple. Pour $f = 75$ cm, les différentes étapes de la correction sont représentées figure 5. On y a porté successivement les sections (*a*) et (*c*) de la figure 1, pour le système initial, puis pour $R < R_c$ et enfin pour $R = R_c$, dans le cas d'un faisceau incident parallèle à l'axe de 2 cm de rayon.

La correction totale n'est valable que dans une certaine plage de fonctionnement. Si l'on veut faire varier f de plus de 20 %, il faut alors retoucher légèrement la position des correcteurs. Notons encore que la valeur de R_c est assez critique : dans l'exemple de la figure 5, pour

$R_c \# 63$ mm, un écart de 0,5 mm de part et d'autre avait une influence visible sur la forme du faisceau.

Si l'on examine l'action des tiges correctrices, on peut prévoir que L varie effectivement suivant les plans OX et OY comme l'indique la courbe 3 *a* de la figure 4, mais les mesures de champ montrent que sui-

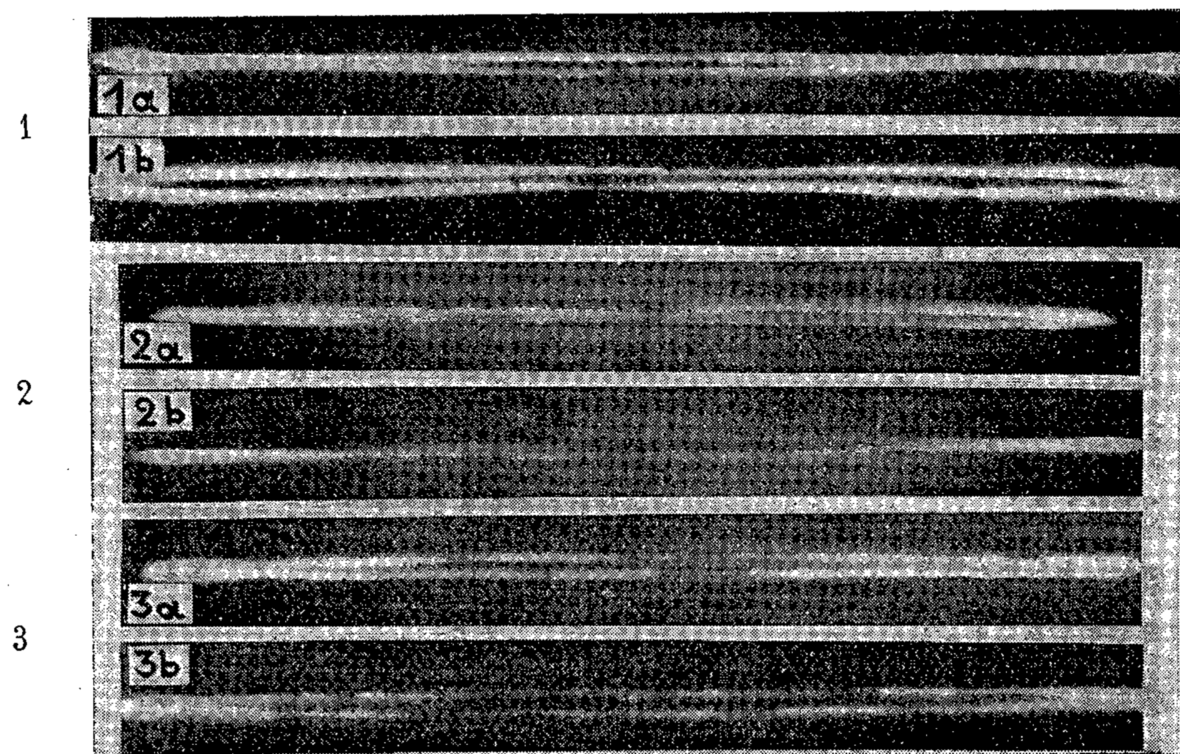


Fig. 5. — 1, système non corrigé; 2, $R < R_c$; 3, $R = R_c$.

vant O*x* et O*y*, L va alors varier en sens inverse (courbe 3 *b*). Ce double effet, qui provoque une convergence accrue dans deux directions perpendiculaires et une diminution de cette convergence dans deux directions à 45° des précédentes, devrait pouvoir être obtenu de façon différente, et peut-être plus avantageuse, par l'*emploi d'une lentille octupolaire*, si les effets sont symétriques (de deux lentilles octupolaires s'ils sont dissymétriques). Des mesures de champ sont en cours pour vérifier cette possibilité.

(1) A. Septier, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1406.
(2) A. Septier, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1905.
(3) A. Septier, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1297.

EFFET RAMAN. — *Sur le couplage des oscillations d'ions complexes ou de molécules dans la maille cristalline.* Note (*) de M. **Henri Poulet**, transmise par M. Jean Cabannes.

Correction à apporter au calcul du tenseur de polarisabilité dérivé de la maille cristalline dans la méthode du couplage des oscillations d'ions complexes ou de molécules.

1. En cherchant à représenter les mouvements de la maille cristalline par

le couplage des oscillations fondamentales d'ions complexes ou de molécules, avec des phases déterminées par les éléments de symétrie de la maille qui ne sont pas éléments de symétrie pour ces ions ou molécules, les auteurs [1], [2], [3] on exprimé le tenseur de polarisabilité dérivé de la maille par l'addition algébrique des tenseurs de polarisabilité dérivés relatifs aux oscillations de chaque ion ou molécule.

Il semble utile de noter que l'expression ainsi obtenue contient un facteur numérique incorrect, comme nous allons le montrer ci-dessous.

2. L'énergie potentielle de la maille, restreinte aux mouvements totalement symétriques par rapport aux éléments de translation du cristal, s'écrit dans l'approximation harmonique [4]

$$V = V_L + \sum_j (V_j^0 + V'_j) + \sum_{jk} V''_{jk} + V'''_{Lj}, \tag{1}$$

où V_L est le potentiel de réseau, qui comprend des termes relatifs aux déplacements des centres de gravité et librations des molécules, V_j^0 l'énergie potentielle de la molécule libre j, V'_j une perturbation qui traduit la symétrie du champ cristallin et est responsable des déplacements de fréquences (et éventuellement de cessations de dégénérescence), V''_{jk} une perturbation d'interaction entre les molécules j et k; enfin V'''_{Lj} est l'interaction réseau-molécules.

Si ces termes perturbateurs sont faibles, leur effet peut se calculer par la théorie des perturbations au premier ordre et l'on peut se limiter au couplage entre modes équivalents de vibration des N molécules homologues de la maille.

On néglige l'influence de V'''_{Lj}; si les termes V''_{jk} sont négligés, on peut écrire l'énergie cinétique et l'énergie potentielle partielles de la maille correspondant au mode de vibration q des molécules j, $j = 1, 2, \ldots, N$:

$$2T = \tilde{\mathbf{\dot q}}\mathbf{\dot q}; \tag{2}$$

$$2V = \tilde{\mathbf{q}}\boldsymbol{\lambda}\mathbf{q}; \tag{3}$$

où $\boldsymbol{\lambda} = \omega^2 \mathbf{I}$, $\mathbf{I}$ matrice unité d'ordre $(N \times N)$, $\mathbf{q}$ est la matrice d'ordre $(N \times 1)$ formée par les coordonnées normales q_j, $\tilde{\mathbf{q}}$ sa transposée. Il n'y a aucun manque de généralité à choisir des coordonnées normales réelles. La solution du problème est N fois dégénérée.

L'introduction des coefficients V''_{jk} que l'on peut écrire [4] $V''_{jk} = f_{jk} q_j q_k$ va lever, totalement ou partiellement, la dégénérescence, l'énergie potentielle devenant

$$2V = \tilde{\mathbf{q}}\boldsymbol{\Lambda}\mathbf{q}. \tag{4}$$

$\boldsymbol{\Lambda}$ contient les éléments non diagonaux f_{jk} (coefficients de couplage) dont l'existence est déterminée par les éléments de symétrie par rapport auxquels on couple les oscillations des molécules; les q_j ne sont plus alors des coordonnées normales.

Si $\mathbf{Q}$ est la matrice d'ordre $(N \times 1)$ représentant les coordonnées normales des oscillations couplées de la maille, par définition

$$2T = \tilde{\dot{\mathbf{Q}}}\dot{\mathbf{Q}}, \qquad (5)$$

$$2V = \tilde{\mathbf{Q}}\Lambda'\mathbf{Q}, \qquad (6)$$

Λ' étant diagonale.

La comparaison de (2) et (5) montre que la transformation

$$\mathbf{q} = \mathbf{A}\mathbf{Q}, \qquad (7)$$

qui diagonalise Λ dans (4), *est une transformation orthogonale.*

3. Le tenseur de polarisabilité dérivé de la maille $\partial\alpha/\partial Q_l$ relatif à une coordonnée normale Q_l s'exprime, par suite des propriétés des dérivées partielles, par

$$\frac{\partial\alpha}{\partial Q_l} = \sum_i \frac{\partial\alpha}{\partial q_i}\frac{\partial q_i}{\partial Q_l} \qquad (i = 1, \ldots, N),$$

ou en tenant compte de (7)

$$\frac{\partial\alpha}{\partial Q_l} = \sum_i \frac{\partial\alpha}{\partial q_i} a_{il}. \qquad (8)$$

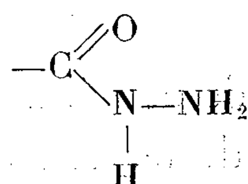
On voit immédiatement que le tenseur de polarisabilité dérivé de la maille n'est pas donné par l'addition algébrique des tenseurs moléculaires, car cela conduit à remplacer les a_{il} par $+1$ ou -1 suivant les phases, ce qui est incompatible avec la condition de normalisation à laquelle doivent satisfaire les coefficients a_{il}. Le calcul exposé modifie les intensités absolues, mais n'affecte pas les intensités relatives et les valeurs des facteurs de dépolarisation.

(*) Séance du 25 novembre 1957.

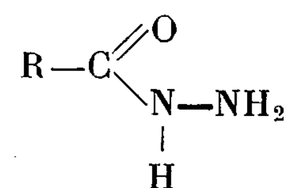
(1) J. Cabannes et R. Aynard, *J. Phys. Rad.*, 3, 1942, p. 137.
(2) L. Couture et J. P. Mathieu, *Ann. Phys.*, 3, 1948, p. 521.
(3) A. Kastler, *Volume commémoratif Victor Henri*, Desoer, Liège, 1948.
(4) D. E. Hornig, *Disc. Faraday Soc.*, n° 9, 1950.

SPECTROSCOPIE MOLÉCULAIRE. — *Bandes d'absorption infrarouges dues à des vibrations de déformation des groupes* NH *et* NH_2 *chez les hydrazides d'acides carboxyliques.* Note (*) de M. **Dušan Prevoršek**, présentée par M. Gustave Ribaud.

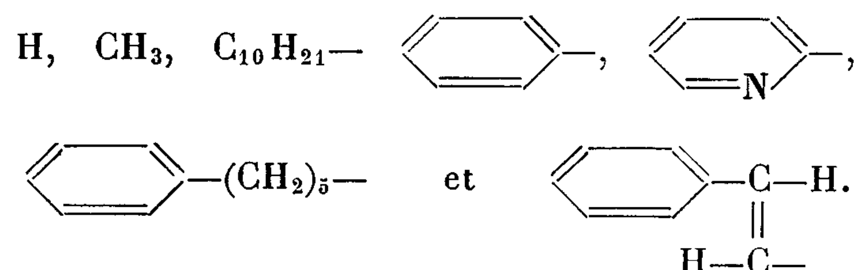
Nous avons étudié entre 3 600 et 650 cm⁻¹, les spectres d'absorption infrarouges d'une série des hydrazides d'acides carboxyliques et de leurs homologues deutérés, à l'état solide et en solution, ce qui nous a permis d'obtenir des renseignements sur les vibrations du groupe



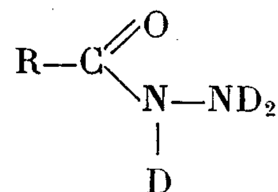
Les substances étudiées possèdent la formule générale



où R sont des restes



Intéressé surtout dans l'influence du groupe $—NH_2$ sur les vibrations du groupement $—C(=O)—N(H)—$, bien étudiées chez les amides secondaires et acides hydroxamiques, nous avons préparé aussi des homologues deutérés de formule générale;



ce qui nous a aidé à localiser les bandes dues à des vibrations δ(N—H) et $\delta(N—H_2)$.

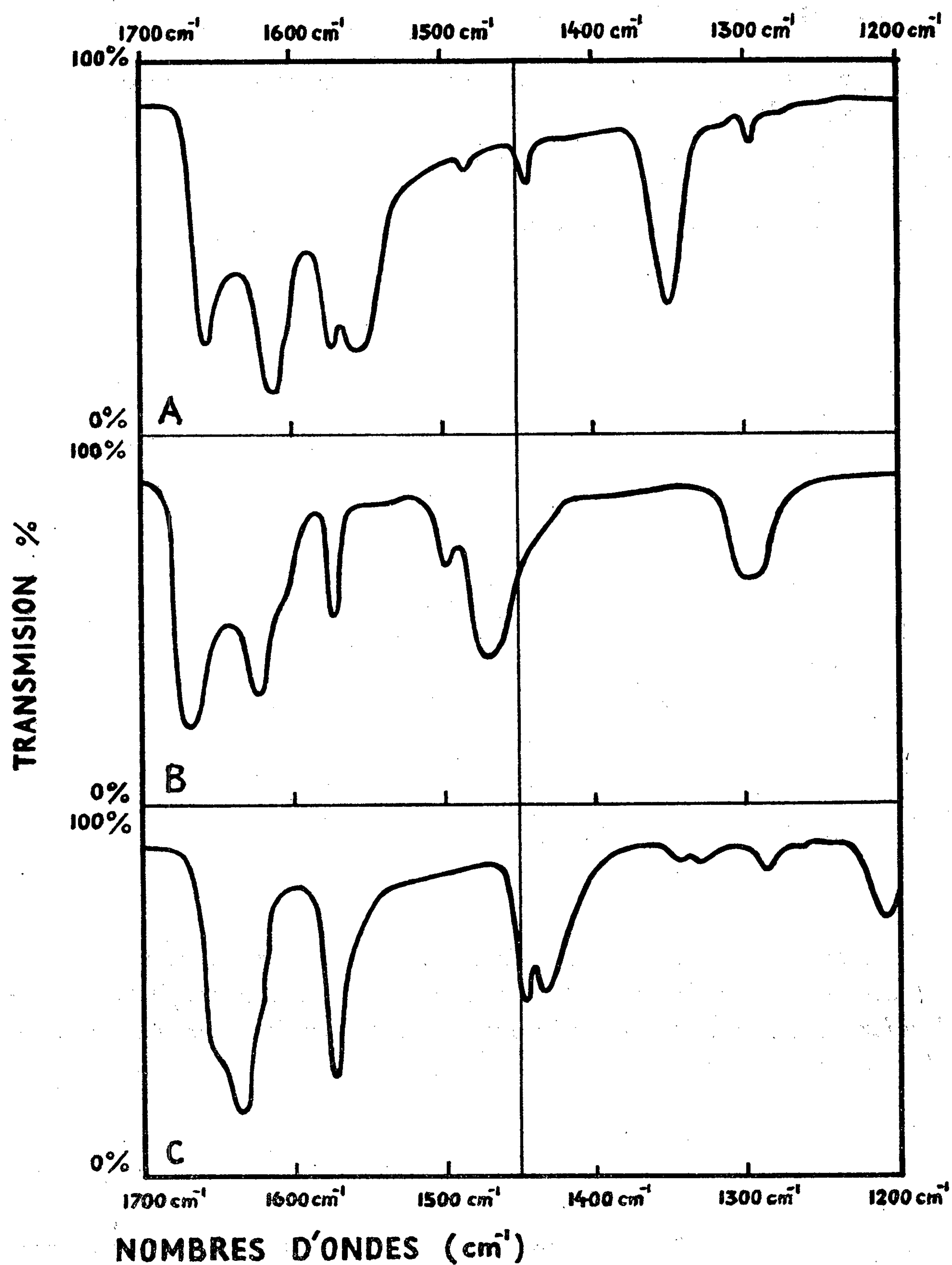
Rappelons ici qu'un fort couplage, trouvé chez les amides secondaires, entre les vibrations δ(N—H) et ν(C—N) et donnant naissance à deux bandes fortes [nommées bandes amides (II) et (III)], devient négligeable, si l'un des deux atomes H du groupe NH_2 est remplacé par OH, comme chez les acides hydroxamiques.

Les spectres d'absorption infrarouges de tous les hydrazides examinés contiennent, dans la région 1 660-1 300 cm^{-1}, où l'on s'attend à des bandes dues à des vibrations δ(N—H) et $\delta(N—H_2)$, trois forts maxima vers 1 660, 1 560 et 1 350 cm^{-1} (à l'état solide) sensibles à l'échange isotopique des atomes d'hydrogène et à la disparition des liaisons hydrogène dans les solutions.

Nous avons attribué la bande forte vers 1 660 cm^{-1} (se déplaçant en solution vers 1 625 cm^{-1}) à $\delta(N—H_2)$, parce qu'autant sa position que son intensité correspondent entièrement à celle de la bande $\delta(N—H_2)$ chez les amides primaires. Il nous semble très peu probable que cette bande puisse tirer son origine d'une vibration δ(N—H), car cette bande (très étudiée d'ailleurs) se trouve vers 1 560 cm^{-1}.

Les deux bandes fortes vers 1 560 et 1 350 cm^{-1} se déplacent en solution vers des nombres d'ondes plus petits; donc, toutes les deux possèdent un caractère

δ(N—H). Après la deutération, on retrouve la bande 1 560 vers 1 430 cm^{-1}, pendant que la bande 1 350 cm^{-1} disparaît, et l'on ne peut pas trouver, dans la



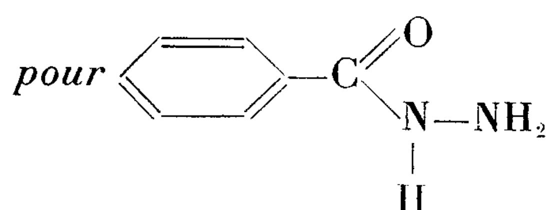
A, état solide; B, solution en $CHCl_3$; C, état solide, deutéré.

région examinée, un nouveau maximum équivalent, compte tenu de son intensité.

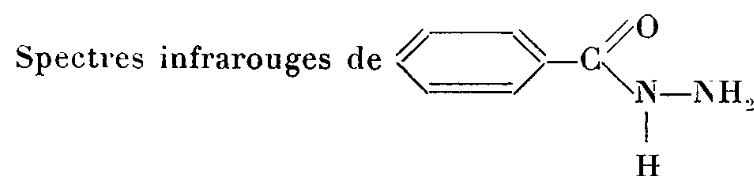
La bande ν(C=O) étant affectée, elle aussi, par le remplacement de

l'atome H avec D du groupe amide, nous supposons que les bandes vers 1 560 et 1 350 cm^{-1} proviennent d'une vibration $\delta(N-H)$, couplée avec la vibration de valence antisymétrique du groupe $-\mathrm{C}\Big\langle{}^{\mathrm{O}}_{\mathrm{N}}$. Après la deutération, les effets de couplage deviennent négligeables à cause de la grande différence de position entre ces deux vibrations et l'on peut décrire la bande vers 1 430 cm^{-1} approximativement comme vibration $\nu(C-N)$.

Nombres d'ondes et attribution des bandes dans la région 1 700-1 200 cm^{-1}



État solide.		*Solution en* $CHCl_3$.	
$\delta(N-H_2)$	1 658 cm^{-1}	$\nu(C=O)$	1 666 cm^{-1}
$\nu(C=O)$	1 612 »	$\delta(N-H_2)$	1 623 »
⌬	1 572 »	⌬	1 574 »
$\delta(N-H)$ $\nu(C-N)$	1 560 »	⌬	1 495 »
⌬	1 485 »	$\delta(N-H)$ $\nu(C-N)$	1 468 »
$\delta(N-H)$ $\nu(C-N)$	1 350 »	$\delta(N-H)$ $\nu(C-N)$	1 300 »



Après les amidines disubstituées, les hydrazides des acides carboxyliques représentent une nouvelle série de substances où nous avons trouvé un fort couplage de la vibration $\delta(N-H)$, *et dont le mécanisme a été expliqué par Frazer et Price, pour les amides secondaires.*

(*) Séance du 25 novembre 1957.

PHOTOÉLECTRICITÉ. — *Apparition spontanée aux basses températures d'une force électromotrice dans les photopiles au sélénium.* Note de **M. Georges Blet**, présentée par M. Louis Néel.

Lorsqu'une photopile au sélénium est refroidie progressivement en dessous de la température ambiante, il apparaît à ses bornes une diffé-

rence de potentiel qui va croissant au fur et à mesure que la température s'abaisse. Cette force électromotrice est polarisée en sens inverse de la force photoélectromotrice et dépasse 1 V à la température de 100° K.

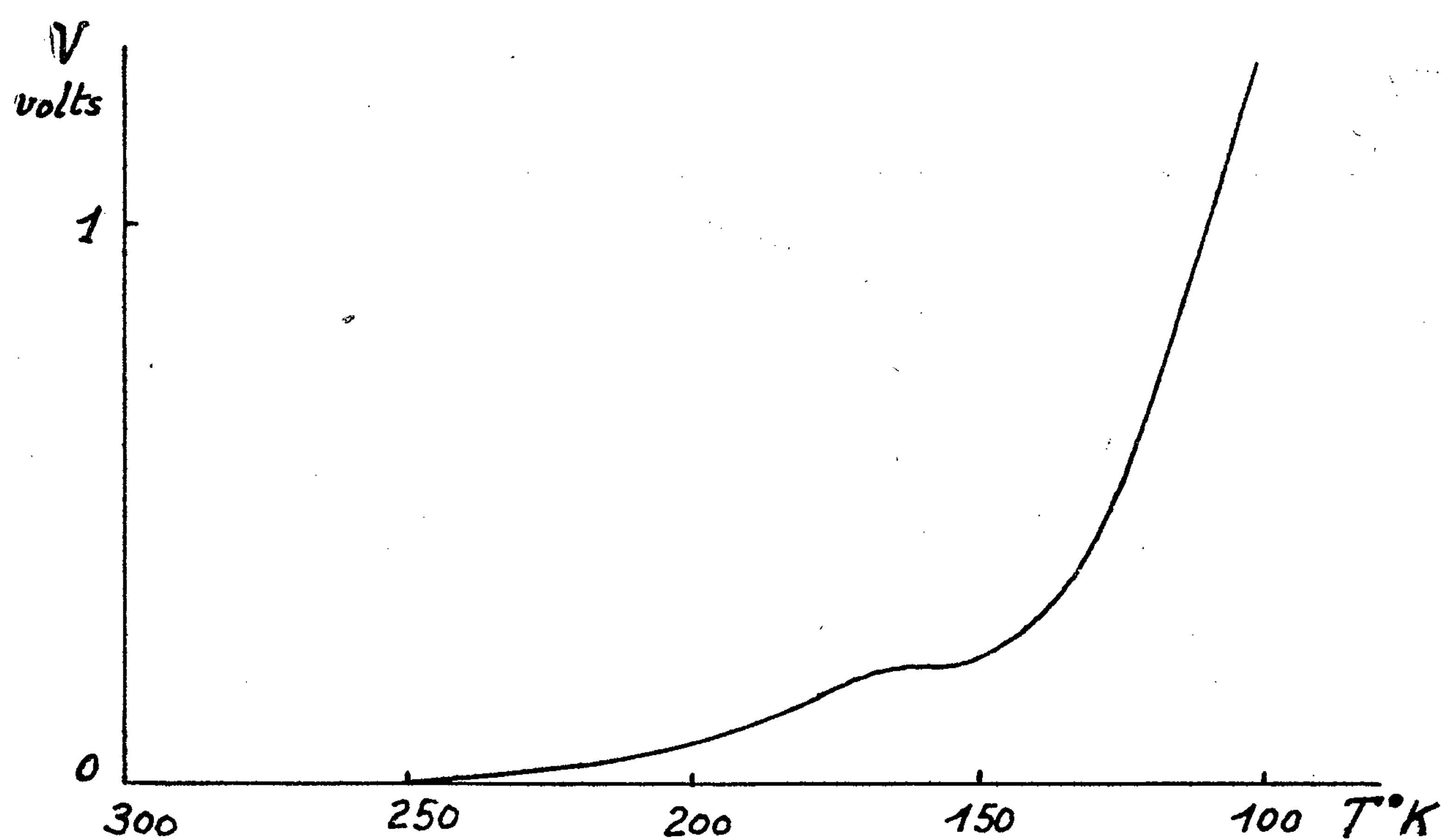


Fig. 1.

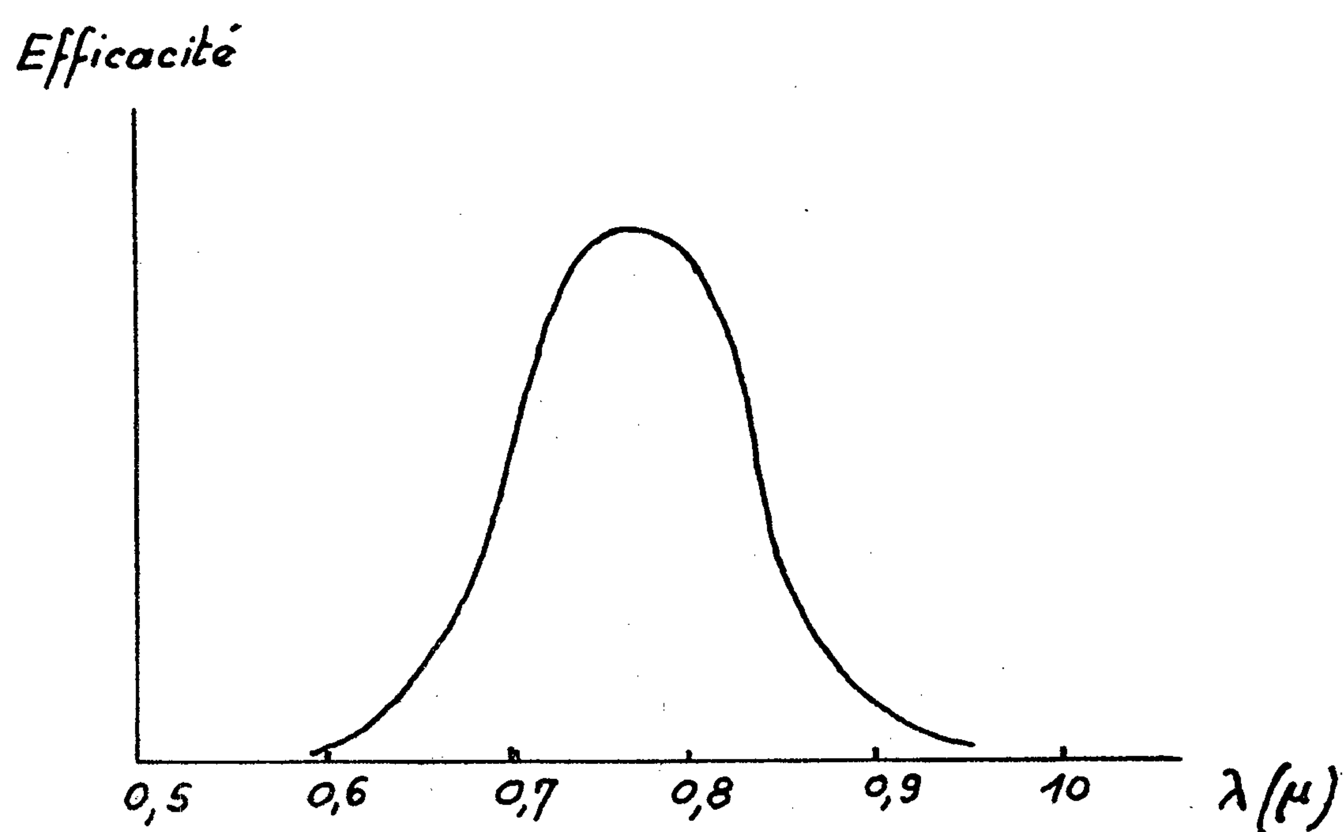


Fig. 2.

La courbe de la figure 1 montre la variation de cette f. é. m. en fonction de la température.

Pour une cellule donnée, cette courbe est parfaitement reproductible à quelques pour-cent près, que ce soit à quelques minutes ou à quelques semaines d'intervalle.

Pour mettre ce phénomène en évidence, il faut obligatoirement utiliser des méthodes électrométriques très soignées car la résistance de la photopile est très élevée aux basses températures : elle est supérieure à $10^{12}\ \Omega$ à 100° K. Nous avons utilisé un électromètre Curie associé à un ampli-

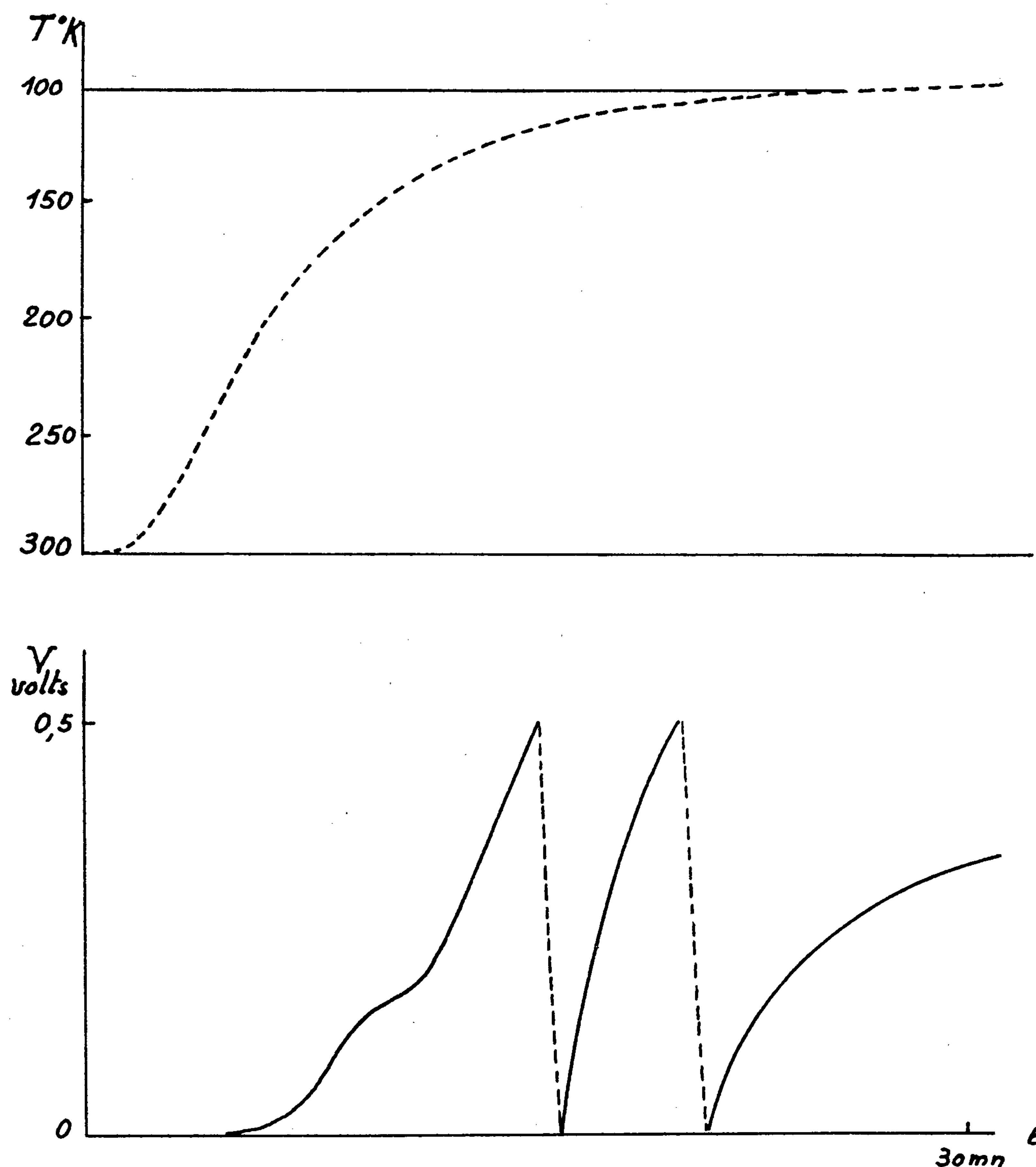


Fig. 3.

ficateur asservi à contre-réaction élevée, ce qui a permis de diviser par 100 la capacité apparente de l'électromètre, ainsi que sa période propre. De grandes précautions doivent être prises au point de vue circuit de garde pour éviter les courants parasites. Un aspect intéressant de ce phénomène est la possibilité de le supprimer totalement à volonté en

envoyant sur la photopile des photons. L'efficacité de ceux-ci en fonction de leur longueur d'onde suit la même loi que nous avions signalée pour les phénomènes de resensibilisation et représentée par la courbe de la figure 2.

Au maximum d'efficacité à 0,75, une énergie de 10^{-6} erg est suffisante pour assurer la disparition totale de la force électromotrice.

En cours de refroidissement si l'on court-circuite la photopile la tension tombe évidemment à zéro. Si l'on ouvre le circuit, la force électromotrice recommence à croître. La figure 3 est la reproduction d'un enregistrement au cours duquel deux courts-circuits de courte durée ont été effectivement réalisés.

La courbe supérieure en pointillé représente l'évolution de la température au cours de l'expérience. La courbe inférieure représente la variation de la force électromotrice engendrée.

LUMINESCENCE. — *Sur une classe nouvelle de corps solides photoluminescents.* Note de M. **Sreten Schlivitch**, transmise par M. Eugène Darmois.

1. *Composés à base de manganèse.* — Les sels du manganèse, le plus souvent $MnCl_2$ ou $MnSO_4$, servent comme activateurs dans beaucoup de phosphores cristallins en donnant dans la plupart des cas une fluorescence rouge ou verte. Le chlorure de manganèse pur n'est pas fluorescent à la température ordinaire. La pyridine comme base organique donne avec l'acide chlorhydrique et le chlorure de manganèse des sels connus en chimie organique. En solution le mélange de ces corps, qui est complètement incolore, n'est pas fluorescent. Lorsqu'on sèche les cristaux obtenus de la solution, ou plus simplement lorsqu'on évapore la solution pyridine + Cl_2Mn + ClH, on voit apparaître à la lumière de Wood dans la masse solidifiée qui est cristalline une fluorescence rouge ou verte rappelant celle qu'on connaît dans les phosphores minéraux activés par le manganèse. Si les cristaux sont bien séchés, ce qu'on constate d'après la disparition des vapeurs qui se dégagent au commencement, on a même à chaud une fluorescence rouge intense qui ne change pas en refroidissant la masse. Avec un excès de pyridine dans la solution, ce qui correspondrait au moins à 2 mol de pyridine pour 1 mol de Cl_2Mn, on obtient en chauffant modérément des cristaux de même apparence qui donnent la même fluorescence rouge mais seulement à chaud. A froid la fluorescence devient verte et ce changement de spectre d'émission est réversible.

En remplaçant la pyridine par la quinoléine qui est aussi une base faible organique, on peut obtenir avec Cl_2Mn en présence de l'acide ClH des cristaux qui montrent également la même fluorescence rouge ou verte

comme dans le cas précédent. En solution, le composé n'est pas fluorescent. Dans les deux cas, qu'on emploie soit la pyridine soit la quinoléine, la fluorescence des corps obtenus commence à être excitée par le proche ultraviolet.

2. *Composés à base de cuivre.* — L'iodure cuivreux (ICu) est fluorescent à la lumière de Wood, mais sa fluorescence dans le rouge ou dans l'extrême violet visible est faible. D'après Varet ([1]), ce corps forme avec la pyridine un sel complexe instable. La pyridine, la quinoléine et aussi quelques autres bases organiques changent la fluorescence de l'iodure de cuivre. Avec la pyridine la fluorescence devient intense, d'abord verte et ensuite vire au jaune, avec la quinoléine elle est orange. Les produits à base de cuivre ne sont pas cristallins. Avec l'ammoniaque qui forme également des complexes avec CuI la fluorescence vire au jaune. Mais dans tous les cas la nouvelle fluorescence qui résulte est beaucoup plus intense que celle de l'iodure tout seul.

Il s'agit là de composés fortement photoluminescents à la température ordinaire et à très forte concentration en manganèse ou en cuivre, bien supérieures aux concentrations dites d'activation.

Randall ([2]) a bien indiqué que les chlorures de Mn et de Cu sont luminescents à la température de l'air liquide, mais cette luminescence est faible et n'existe plus à la température ordinaire. Exceptionnellement cependant, le bromure de Mn émet une forte bande rouge à la température ordinaire.

D. Curie et moi-même pensons qu'il sera possible, par des expériences complémentaires, de préciser les diagrammes des courbes de configuration correspondant à ces produits.

([1]) Varet, *Comptes rendus*, **112**, 1891, p. 391.
([2]) J. T. Randall, *Nature*, **142**, 1938, p. 113; *Proc. Roy. Soc.*, **170**, 1939, p. 272.

ÉLECTROCHIMIE. — *Électrophorèse sur papier et électroosmose.* Note (*) de Mme **Yvette Legoux** et M. **Serge de Mende**, présentée par M. Jacques Duclaux.

Il est possible de déterminer expérimentalement la vitesse du flux osmotique et d'obtenir ainsi la valeur du coefficient de correction que l'on doit appliquer pour calculer les mobilités des ions sur papier.

On sait ([1]), qu'à condition de tenir compte de tous les facteurs influençant le déplacement des ions dans le cas de l'électrophorèse sur support inerte, il est possible d'obtenir par cette méthode des résultats parfaitement reproductibles qui permettent en particulier la détermination des mobilités.

Si, pour les expériences de courte durée effectuées avec des gradients de

potentiels relativement faibles, il est légitime de négliger l'osmose électrique, il n'en est malheureusement plus de même pour des expériences prolongées ou nécessitant des tensions élevées. La vitesse de déplacement expérimentale d'un ion V_{exp} est en effet la somme de trois termes :

$$V_{exp} = V + v_{hydro} + v_{os};$$

V étant la vitesse absolue de l'ion;
v_{hydro} la vitesse du flux hydrodynamique;
v_{os} la vitesse du flux dû à l'osmose.

Cette dernière vitesse dépend essentiellement de la nature du support inerte, du pH, de la force ionique du liquide d'imbibition et du gradient de potentiel.

$$V_{os} = \frac{\psi DH}{4\pi\eta};$$

H étant le champ électrique;
D la constante diélectrique;
η la viscosité;
ψ le potentiel électrocinétique;
$\psi = (E/D)[1/(1+aA\sqrt{\mu})]$;
E représentant la charge électrique de l'ion;
a le rayon ionique;
A une constante;
μ la force ionique.

Compte tenu de la tendance actuelle d'utiliser des voltages élevés qui nécessitent l'emploi de tampons de faible force ionique de façon à réduire au maximum l'intensité du courant, il nous a paru intéressant de déterminer expérimentalement, à la température ambiante, pour un papier donné (Arches n° 302), la vitesse du flux osmotique non seulement pour différents pH mais aussi pour différentes forces ioniques de façon à obtenir les valeurs du coefficient de correction à appliquer pour calculer la mobilité des substances étudiées.

Pour mesurer les effets d'entraînement dus à l'osmose il suffit de mesurer le déplacement au cours de l'expérience d'une substance hydrosoluble non chargée telle que l'amidon, l'amylose ou la dextrine. Nous avons utilisé pour toutes nos expériences de la dextrine (solution à 8 %) qui présente le double avantage d'avoir une mobilité pratiquement nulle ([2]) et de permettre une révélation aisée de l'emplacement final des spots par la vapeur d'iode.

Il faut cependant remarquer que le déplacement mesuré ne permet, dans un dispositif d'électrophorèse en chambre humide, qu'une mesure globale des effets d'entraînement dus au flux hydrodynamique et à l'électroosmose. Il est donc nécessaire pour obtenir la vitesse réelle de l'électroosmose de calculer

pour chaque expérience la vitesse du flux hydrodynamique et d'effectuer les corrections nécessaires ([1]), ([4]).

A. *Influence du pH.* — Pour mettre en évidence l'influence du pH du liquide d'imbibition sur l'osmose nous avons utilisé le tampon de Michaelis qui permet de maintenir une force ionique constante ($\mu = 0,1$) pour une gamme de pH allant de 2,62 à 9,16.

Les points correspondant au pH 1,0 ont été obtenus dans une solution d'HCl 0,1M et les points correspondant au pH 10,0 en solution de véronal sodique 0,1M.

Il ne nous a pas été possible d'obtenir les valeurs de l'osmose pour des pH supérieurs à 10, la coloration des spots de dextrine par la vapeur d'iode étant pratiquement impossible en milieu très basique.

La figure 1 reproduit l'ensemble des résultats expérimentaux.

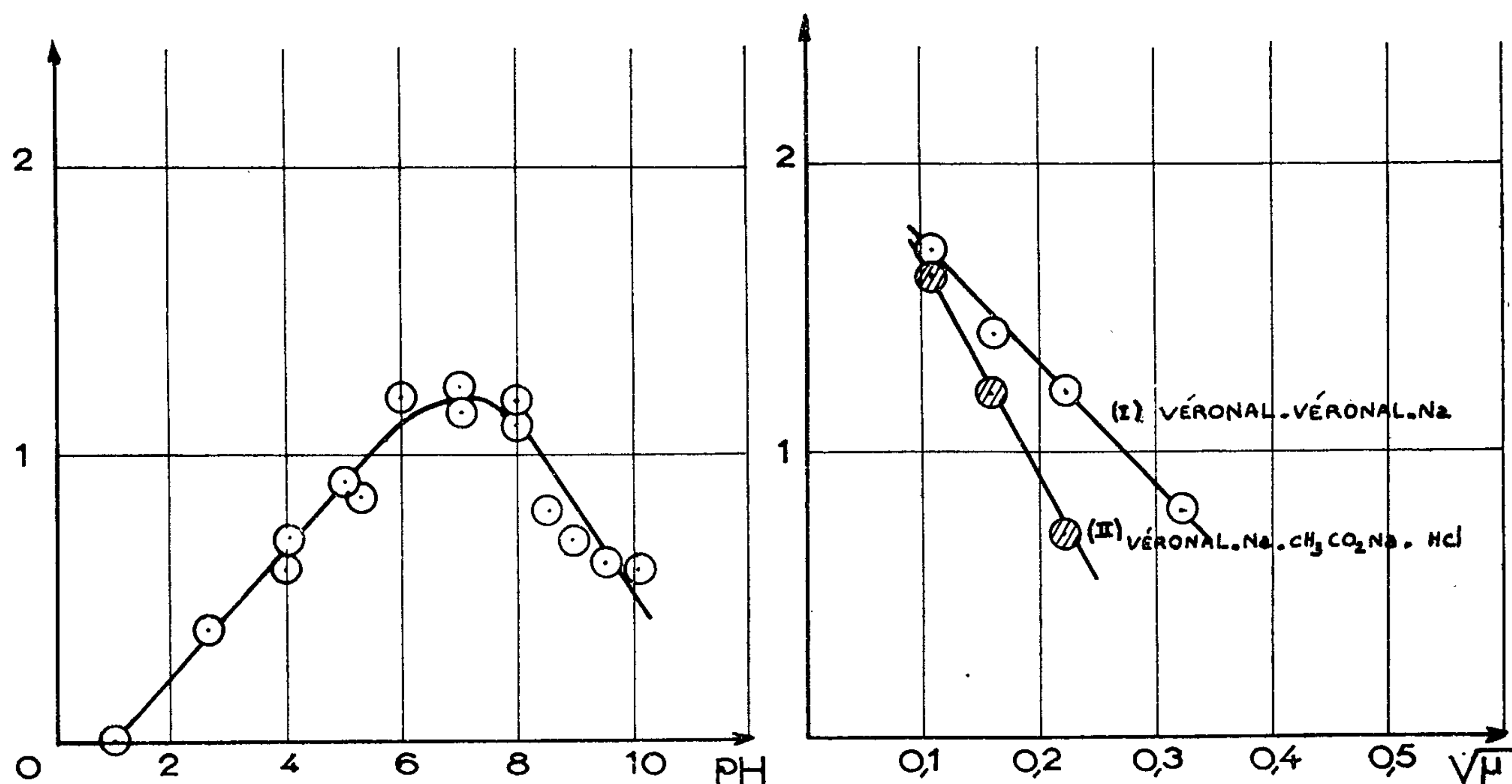


Fig. 1. Fig. 2.

B. *Influence de la concentration.* — Pour cette étude nous avons choisi comme électrolyte d'imbibition les deux tampons les plus utilisés à l'heure actuelle pour la séparation des protéines, c'est-à-dire le tampon véronal-véronal sodique pH 8,6 d'une part, et le tampon véronal sodique-acétate de sodium-acide chlorhydrique pH 8,55 d'autre part. La figure 2 reproduit les résultats obtenus et montre que les expériences conduisent à des résultats en parfait accord avec la théorie : la variation de la vitesse du flux d'électroosmose en fonction de la racine carrée de la force ionique étant pratiquement linéaire pour les faibles concentrations.

(*) Séance du 25 novembre 1957.

(1) R. AUDUBERT et S. de MENDE, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 53.

(2) D'après Kunkel et Tiselius la mobilité de la dextrine est au maximum de $-0{,}16.10^{-5}\,\text{cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ en phase liquide (tampon véronal pH 8,8) elle peut donc être considérée comme pratiquement nulle sur papier (3).

(3) H. G. KUNKEL et A. TISELIUS, *J. Gen. Physiol.*, 35, 1951, p. 89.

(4) M. MACHEBOEUF et coll., *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 34, 1951, p. 1543.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Influence de la grosseur du grain sur la cinétique du retrait d'agglomérés de fer ex-carbonyle au cours du frittage en phase α.* Note (*) de M. **GEORGES CIZERON**, présentée par M. Georges Chaudron.

La cinétique du retrait d'agglomérés de fer ex-carbonyle peut être modifiée de façon très importante en faisant varier la température au cours d'un même frittage. On peut accélérer ou ralentir la vitesse de densification, suivant que la seconde partie du traitement s'opère à température supérieure ou inférieure à celle où a été effectué le début du frittage. Ce phénomène est en relation étroite avec la variation de la grosseur du grain.

Lors de l'étude des mécanismes présidant au frittage d'agglomérés de fer ex-carbonyle en phase α, nous avons établi antérieurement (1), (2) que les deux stades du frittage, à savoir la soudure des granules de poudre et l'élimination des pores isolés dans la masse du métal, étaient régis respectivement par un mécanisme d'autodiffusion en volume et d'autodiffusion intergranulaire. Dans le but de confirmer le rôle des joints de grain dans l'élimination des pores au cours du second stade du frittage, nous avons cherché à mesurer les variations de la vitesse de densification résultant de la modification de taille des grains en phase α. Nous avons comparé les courbes dilatométriques d'échantillons traités soit de façon isotherme à une même température θ, soit à cette même température θ après avoir effectué un court préchauffage à une température θ' supérieure à θ. Dans ce deuxième type d'essais, le préchauffage a pour effet d'augmenter sensiblement la taille moyenne du grain et, par suite, de diminuer la longueur totale des contours de grain, avant de procéder au frittage à la température inférieure précitée.

Nous avons employé de la poudre de fer ex-carbonyle identique à celle décrite antérieurement (3); les agglomérés ayant la forme de barreaux de $10\times5\times5$ mm ont été mis en forme sous 3 t/cm² de pression. L'étude, effectuée par dilatométrie sous vide (environ 4.10^{-6} mm Hg) a été complétée par examen de la structure micrographique.

La courbe I de la figure 1 représente l'évolution du retrait d'un échantillon soumis à un traitement à deux températures successives, soit 2 h à 880° puis 43 h à 770°. A titre de comparaison, les courbes II et III sont

relatives à des frittages de bout en bout isothermes effectués respectivement à 770 et 880°. La courbe I montre qu'après le rapide retrait subi pendant le prétraitement de 2 h à 880° (segment CC′), la vitesse de retrait (tangente au point E) est beaucoup plus faible quand on abaisse brutalement la température de 880 à 770°, que la vitesse de retrait mesurée en des points homologues de la courbe isotherme II à 770° (tangentes aux points E′ ou E″). Ces points E′ et E″ correspondent respectivement à une durée égale de traitement ou à une porosité égale des échantillons qui sont comparés. Ce fait se traduit également par la longueur moindre du retrait L_1 par rapport aux retraits L_2 ou L_3.

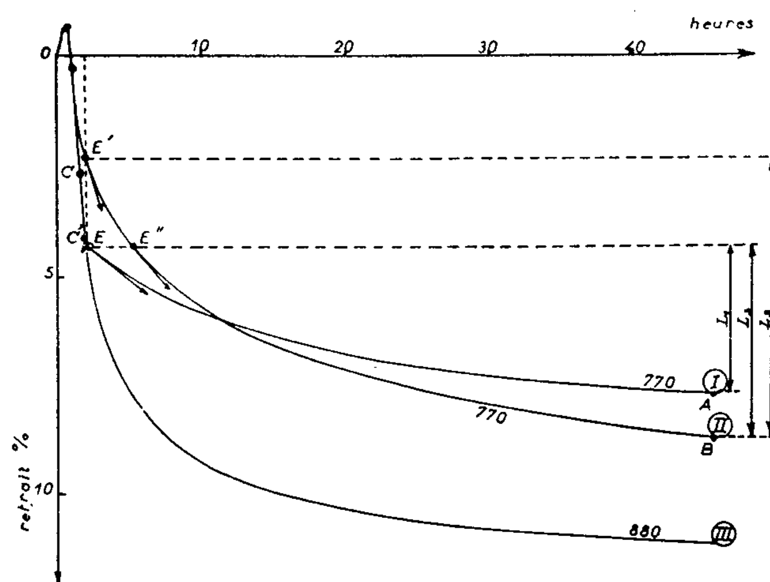


Fig. 1.

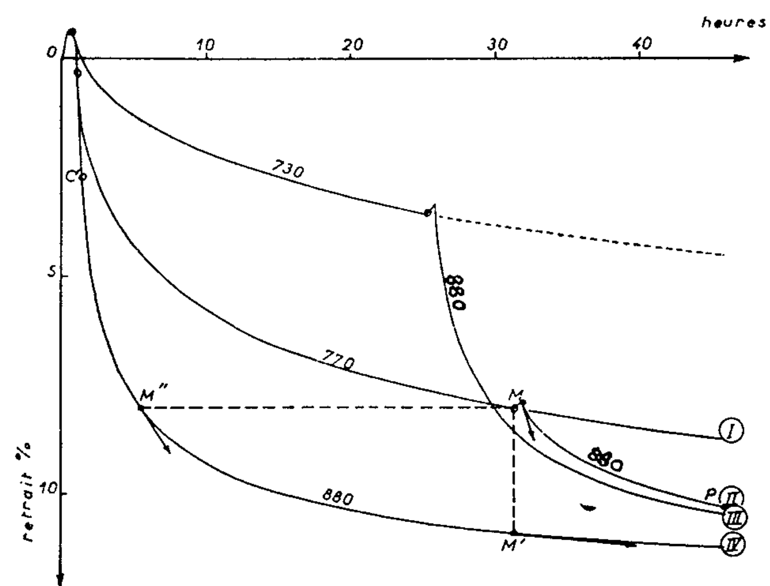


Fig. 2.

Fig. 1. — Courbe dilatométrique de frittage à deux températures successives : Traitement à haute température (880°), suivi de traitement à plus basse température (770°). Courbe I.
Courbe II : Frittage isotherme à 770°.
Courbe III : Frittage isotherme à 880°.

Fig. 2. — Courbe dilatométrique de frittage à deux températures successives : Traitement à basse température (730 ou 777°), suivi de traitement à plus haute température (880°). Courbes III et II.
Courbe I : Frittage isotherme à 770°,
Courbe IV : Frittage isotherme à 880°.

Au contraire, si l'on effectue des traitements à deux températures successives différentes, mais de telle sorte que le prétraitement ait lieu à température θ'' plus basse que la température θ, on observe une accélération de la vitesse de frittage (*fig.* 2). La portion de courbe (telle que MP dans la figure 2) correspondant à la deuxième partie du traitement à la température θ tend à rejoindre asymptotiquement la courbe III de retrait isotherme à θ.

Dans le premier type de traitement, on aurait pu s'attendre à observer une courbe de retrait EA sensiblement parallèle à E′B, si la vitesse de frittage n'était influencée que par la variation de la température. La courbe obtenue montre, en fait, que l'élimination des pores, définie par le retrait, est moins rapide. En examinant la structure micrographique des échantillons correspondant aux points E et E′ de la figure 1, on constate que

le préchauffage de 2 h à 880° a provoqué un grossissement du grain [le rapport des tailles de grain entre E et E′ étant sensiblement égal à 2 (*fig.* 3 et 4)]. De plus, le grain continue à grossir pendant le traitement EA, et l'on retrouve en fin de frittage (points A et B) le même rapport de taille

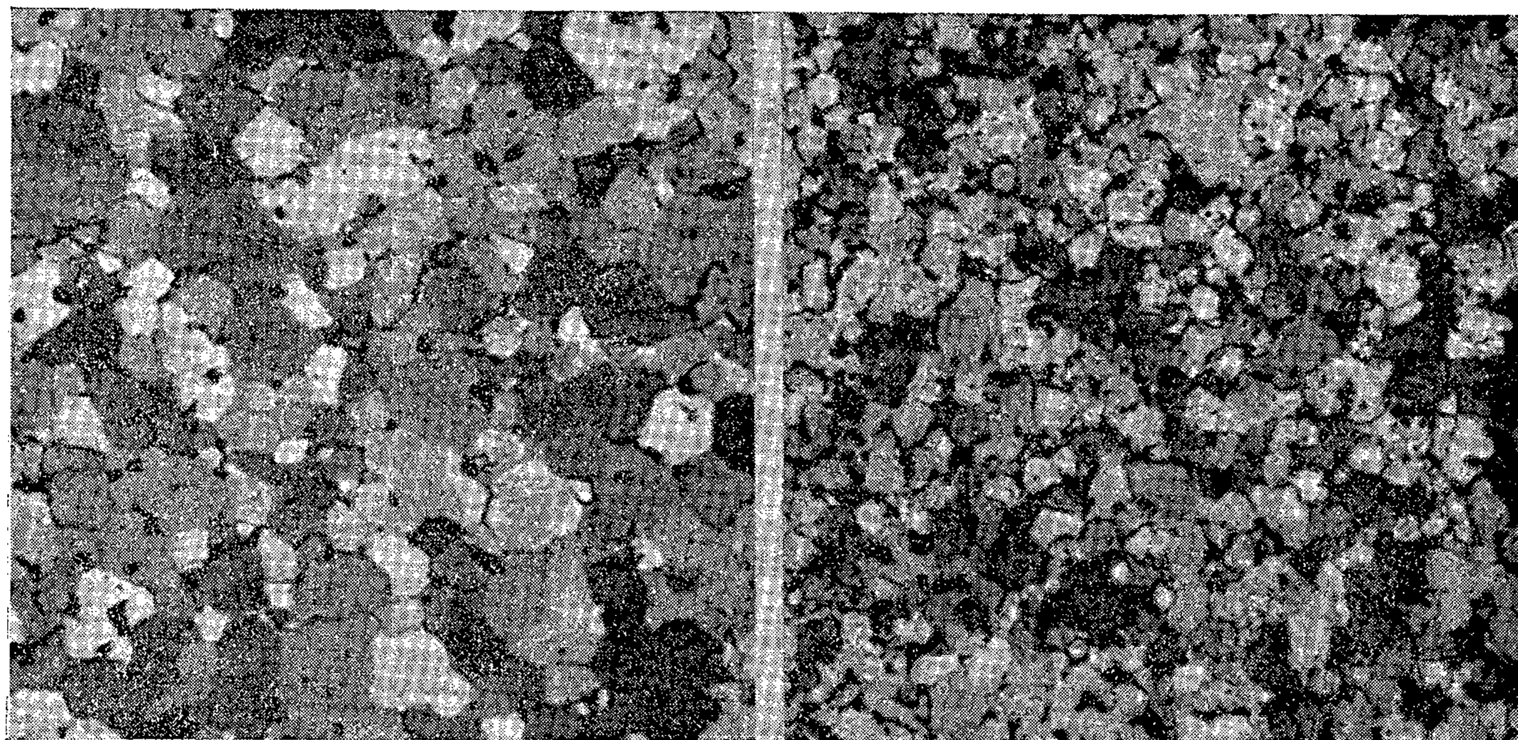


Fig. 3. Fig. 4.

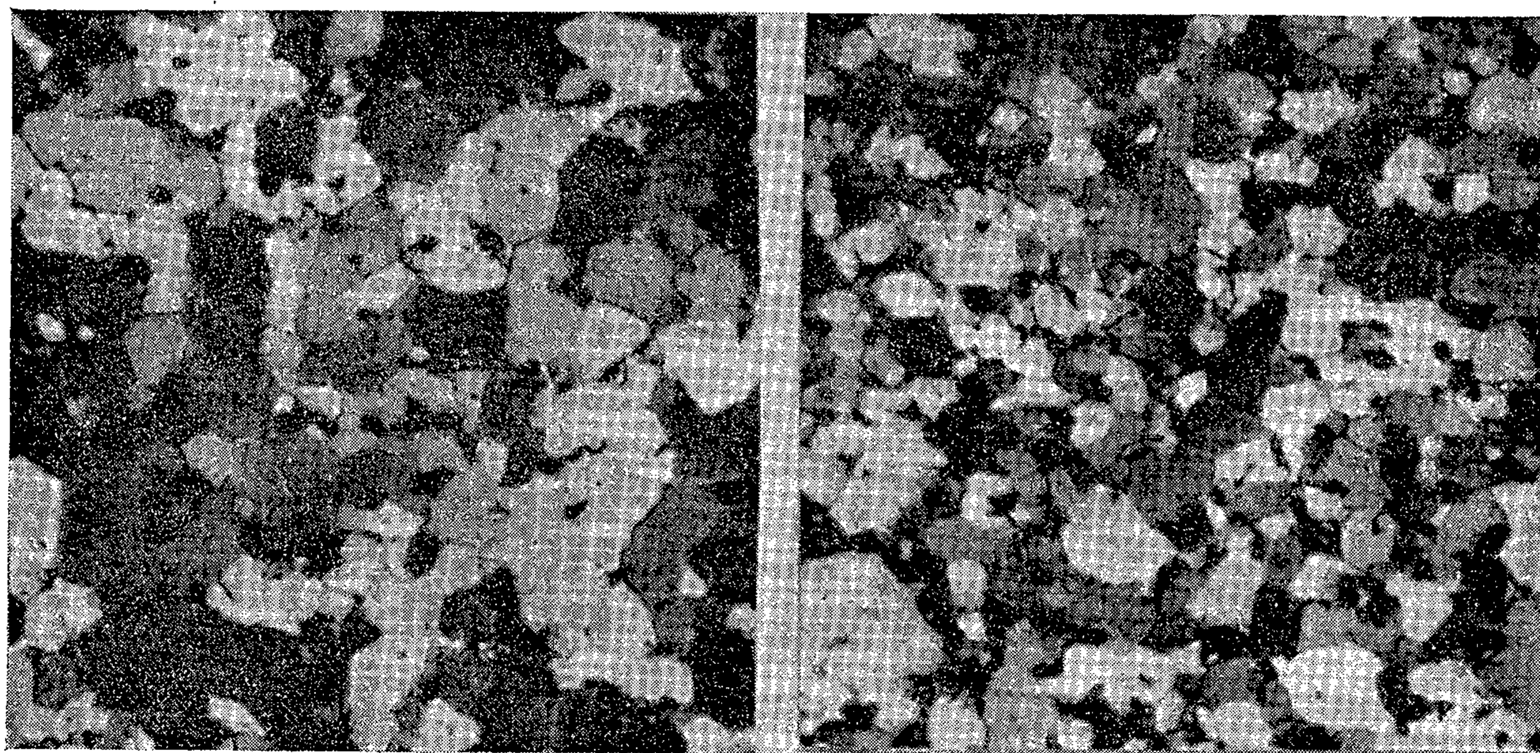


Fig. 5. Fig. 6.

Fig. 3. — Structure d'un échantillon fritté 2 h à 880° (G = 500).
Fig. 4. — Structure d'un échantillon fritté 2 h à 770° (G = 500).
Fig. 5. — Structure d'un échantillon fritté 2 h à 880°, puis 43 h à 770° (G = 500).
Fig. 6. — Structure d'un échantillon fritté 45 h à 770° (G = 500).

de grain que celui observé entre les points E et E′ (*fig.* 5 et 6). Ce phénomène justifie le ralentissement de plus en plus notable de la vitesse de retrait dans le cas de la courbe I et le fait que les courbes I et II se coupent. L'origine du ralentissement dans l'élimination des pores est donc la *dimi-*

nution de la longueur totale des contours de grain dont le rôle s'avère essentiel. Au contraire, dans le deuxième type de traitement où le préchauffage est effectué à plus basse température, il n'y a qu'une augmentation insensible de la taille du grain par rapport à celle des granules de la poudre initiale (10 μ). L'élévation brusque de la température entraîne seulement une augmentation des coefficients de diffusion. Par suite, il est normal de voir s'accélérer la vitesse d'élimination des lacunes émises par les pores quand on passe de 770 à 880°, ces lacunes pouvant être draînées par le plus grand nombre de contours de grains présents.

En conclusion, l'élimination des pores d'un fritté n'est possible qu'à condition que la *vitesse du grossissement du grain ne soit pas trop rapide*, surtout dans les premiers instants du frittage où il y a une grande quantité de pores à éliminer. Nous étions arrivés déjà à une conclusion similaire dans le cas de l'arrêt presque total du retrait dû à un grossissement brutal du grain provoqué par un prétraitement en phase γ ([4]). Dans les expériences ci-dessus, malgré un grossissement du grain beaucoup plus modeste dû au préchauffage à une température élevée en α, on observe encore un ralentissement du frittage. Le rôle des joints de grains dans l'élimination des pores est donc encore confirmé.

(*) Séance du 25 novembre 1957.

([1]) G. Cizeron et P. Lacombe, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 427.

([2]) G. Cizeron et P. Lacombe, *Rev. Mét.*, 52, n° 10, 1955, p. 771.

([3]) G. Cizeron, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 2047.

([4]) G. Cizeron et P. Lacombe, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 409.

(Centre de Recherches métallurgiques de l'École des Mines, Paris.)

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Vers une connaissance des processus de formation et de réaction des organométalliques.* Note de MM. **Charles Prévost**, **Marcel Gaudemar** et Mlle **Monique Andrac**, présentée par M. Paul Pascal.

De l'étude de la transposition propargylique, il semble résulter que celle-ci procède par transfert électronique circulaire. Cette remarque a incité les auteurs à imaginer un tel processus pour la formation des organométalliques (à partir des éthers halohydriques), qui impliquait des transpositions dans la formation des organométalliques allyliques. Ces transpositions ont été constatées expérimentalement.

Les seuls exemples de transposition propargylique (ou rétropropargylique) connus jusqu'ici ressortissent au domaine des condensations magnésiennes, zinciques ou aluminiques, soit que l'on oppose un réactif aux dérivés métalliques propargyliques, soit que l'on oppose les bromures propargyliques aux magnésiens saturés ou aromatiques.

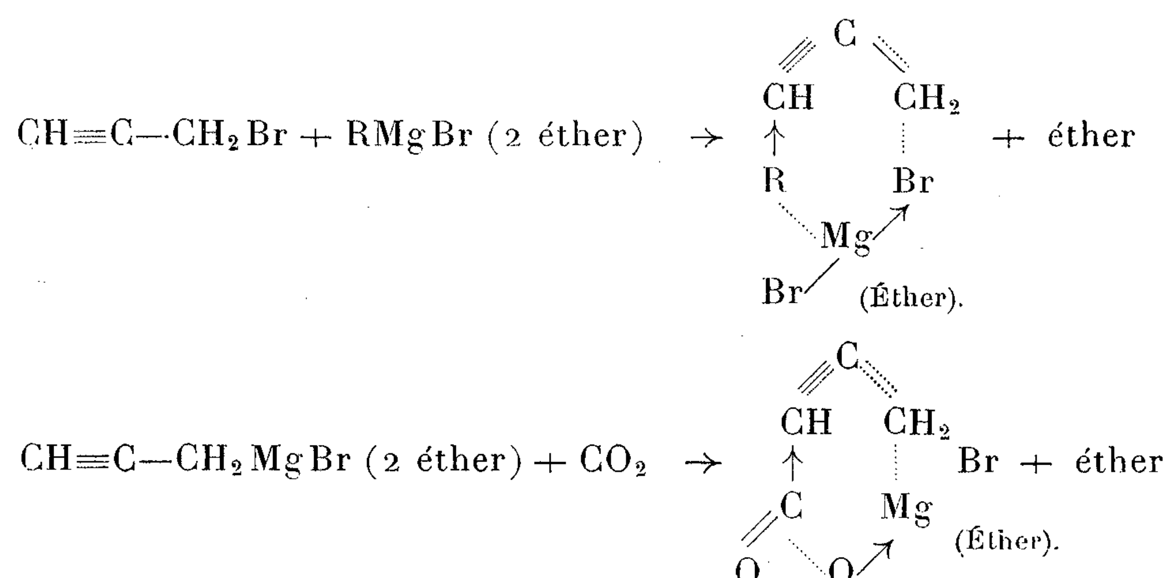
L'un de nous ([1]) avait déjà vérifié qu'il n'y a pas de transposition propargylique dans l'action de l'anion malonique, pourtant fortement nucléophile, sur

le bromure de propargyle [réaction $SN_2(PN)'$ escomptée], ni dans la diazotation de la propargylamine (réaction attribuée à un ion carbénium).

Nous avons donc cherché à réaliser une autre réaction par ion carbénium, l'action de l'acétate d'argent sur le bromure $CH_3-CHBr-C\equiv C-CH_3$. Il en résulte une acétine α-acétylénique, exempte, à la précision de l'infrarouge ($<1\%$), d'isomère allénique (absence totale de bande dans la région 1950 cm^{-1}). D'autre part l'action de l'oxyde d'argent sur le même bromure n'engendre pas trace d'éther-oxyde allénique.

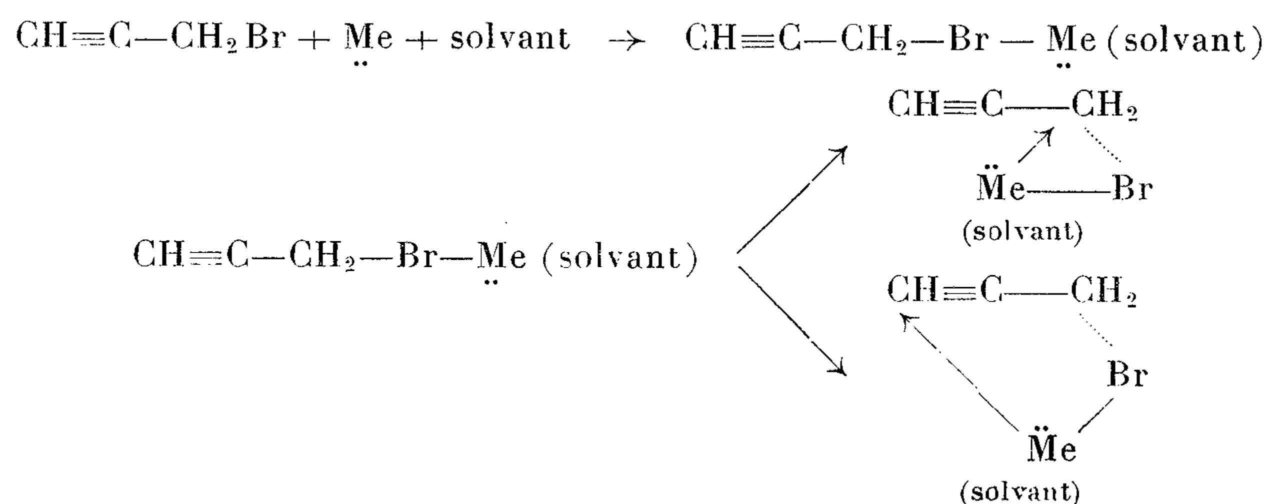
Il semble donc bien que la transposition propargylique ne puisse prendre naissance ni dans des réactions SN_2 (PN)', ni dans des réactions SN_p (C^+).

Ceci nous incite à expliquer tous les exemples connus de transposition propargylique par des transferts électroniques cycliques. (Dans les schémas, les flèches indiquent le siège des collisions et non les déplacements électroniques.)



Mais l'étude infrarouge des dérivés métalliques du bromure de propargyle [1] avait montré que le magnésien est exclusivement propargylique, l'aluminique exclusivement allénique, et que le zincique est un mélange des deux constitutions, ces trois dérivés métalliques se condensant aux carbonyles pour engendrer des alcools exclusivement propargylés.

Nous avons pensé que la formation des dérivés métalliques à partir du bromure de propargyle, puisqu'elle se fait dans deux cas avec transposition propargylique totale ou partielle, empruntait également la voie d'un transfert électronique circulaire :



Mais un tel processus pouvait être général pour la formation des dérivés organométalliques, et l'on devait alors s'attendre à une transposition partielle ou totale dans le passage des bromures allyliques à leurs dérivés métalliques.

L'expérience a confirmé ces prévisions.

La spectrographie infrarouge a montré que le magnésien obtenu à partir du bromure de crotyle est presque exclusivement secondaire (1610 cm^{-1} forte, 1630 cm^{-1} très faible), ainsi que l'aluminique (1640 cm^{-1} forte, 1668 cm^{-1} extrêmement faible), et que le zincique est, lui, exclusivement secondaire (1640 cm^{-1}).

Toutefois les trois dérivés métalliques diffèrent dans leur condensation avec les carbonyles. Avec le zincique, la condensation se fait exclusivement en position secondaire; avec le magnésien, la condensation en position secondaire est très fortement prépondérante (dans l'alcool, une bande forte à 1640 cm^{-1} et une, très douteuse, à 1670 cm^{-1}); avec l'aluminique, la condensation est prépondérante en position primaire. L'emploi de l'aluminique ouvre donc l'accès à des alcools que le magnésien ne pourrait engendrer.

Il résulte de tout ceci que si la transposition allylique peut, suivant les cas, s'expliquer par un mécanisme $SN_2(PN)'$ par un mécanisme $SN_p(C^+)$, par un mésomécanisme (²) où le « poids » de $SN_p(C^+)$ est suffisant, ou par un transfert électronique circulaire, seul ce quatrième processus engendre la transposition propargylique. Dans ce dernier cas, réaction normale ou transposition, résultent de la concurrence entre cycle triangulaire et cycle pentagonal, ou entre cycle quadrangulaire et cycle hexagonal; il est prématuré de chercher à expliquer, par la nature du métal, les différences constatées.

(¹) M. Gaudemar, *Thèse*, Paris, 1956, *Ann. de Chimie*, 11, 1956, p. 161.

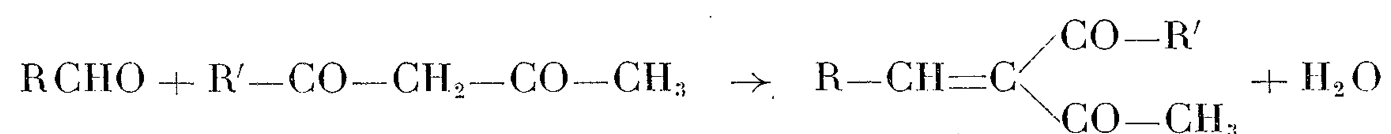
(²) Ch. Prévost, Communication orale au *Bulletin de la Société Chimique* (novembre 1957).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'action de quelques composés basiques, utilisés comme agents de condensation, dans les réactions des β-dicétones sur les aldéhydes.* Note (*) de MM. **Philippe Delest** et **Robert Pallaud**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les auteurs ont étudié le comportement des composés basiques tels que : éthylate de sodium, tertioamylate de sodium, pipéridine, diéthylamine, ammoniums quaternaires, résines échangeuses d'ions fortement et faiblement basiques, dans les réactions de condensation de l'acétylacétone sur des aldéhydes divers.

Knoevenagel a montré que les composés carbonylés possédant des groupements méthylénes actifs tels que les β-dicétones, sont capables, en présence d'un catalyseur convenable, acide ou basique, de se condenser

sur les aldéhydes et les cétones, en donnant des dicétones éthyléniques.



$$RCHO + R'-CO-CH_2-CO-CH_3 \rightarrow R-CH{=}C\begin{cases}CO-R' \\ CO-CH_3\end{cases} + H_2O$$

Parmi les différents composés susceptibles de provoquer cette réaction, les agents de condensation alcalins présentent le plus grand intérêt. Dans cette présente Note, nous étudions le mode d'action d'un certain nombre d'entre eux; en particulier : l'amidure de sodium, l'éthylate de sodium le tertioamylate de sodium, la diéthylamine, la pipéridine, les ammoniums quaternaires, les résines échangeuses d'ions faiblement et fortement basiques.

L'amidure de sodium employé en présence d'alcool, s'est montré faiblement réactif. L'isolement des produits finaux de la réaction supposant la destruction du catalyseur par l'eau, nous avons constaté qu'à ce moment la réaction se poursuivait plus énergiquement, par action de la soude libre.

L'éthylate de sodium est, au contraire, un catalyseur très efficace, même à de très faibles concentrations inférieures à 1 %.

Le tertioamylate de sodium dont l'action aurait dû être plus douce, n'a pas donné de résultats satisfaisants. L'inactivité de cet agent de condensation paraît explicable car il est préparé et mis en œuvre dans le toluène, solvant non ionisable.

La pipéridine présente un encombrement stérique faible et une alcalinité notable. C'est un excellent catalyseur, mais qui est parfois trop énergique, et risque de provoquer des réactions secondaires, amenant la production de polymères colorés. Ces derniers peuvent devenir prépondérants aux dépens de la réaction principale; tel est le cas de l'acétaldéhyde, où l'utilisation de la diéthylamine doit être recommandée; mais dans la majorité des cas, ce composé est un agent de condensation médiocre,

Les ammoniums quaternaires agissent d'une manière analogue.

Le mode d'action des résines organiques échangeuses d'anions est beaucoup plus complexe. Tout d'abord, il faut examiner un problème de cinétique traduisant la possibilité d'approche des molécules d'aldéhyde et de β-dicétone, à l'intérieur des pores de la résine. La solubilité extrêmement faible de la résine intervient également, car il s'agit d'un déplacement de l'équilibre de la réaction de condensation.

Cette réaction de condensation est provoquée par les groupements alcalins portés par la résine; groupements secondaires ou tertiaires pour les résines faiblement basiques et quaternaires pour les résines fortement basiques. L'antagonisme de l'encombrement stérique et de l'alcalinité explique donc le fait que parfois les réactions soient plus complètes avec

des résines faiblement anioniques, — du type polystyrène réticulé — ayant des groupes aminés secondaires ou tertiaires, qu'avec des résines fortement basiques — du type polystyrène, divinylbenzène — comportant des groupements ammoniums quaternaires.

On doit enfin tenir compte des modifications de l'état de surface des grains et en particulier de leur colmatage plus ou moins rapide par les sous-produits de la réaction.

Le dernier facteur à préciser est le facteur inhérent à la réactivité de l'aldéhyde mis en jeu.

(*) Séance du 25 novembre 1957.

(*École nationale supérieure de Chimie*, 11, *rue Pierre-Curie*, *Paris*, 5e.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Colorants monoazoïques dérivés du diméthyl-1.2 benzimidazole.* Note (*) de Mlle **Marie-Thérèse Le Bris** et M. **Henri Wahl**, présentée par M. Marcel Delépine.

On décrit deux méthodes indirectes de préparation de colorants monoazoïques dérivés du diméthyl-1.2 benzimidazole et des sels de triméthyl-1.2.3 benzimidazolium.

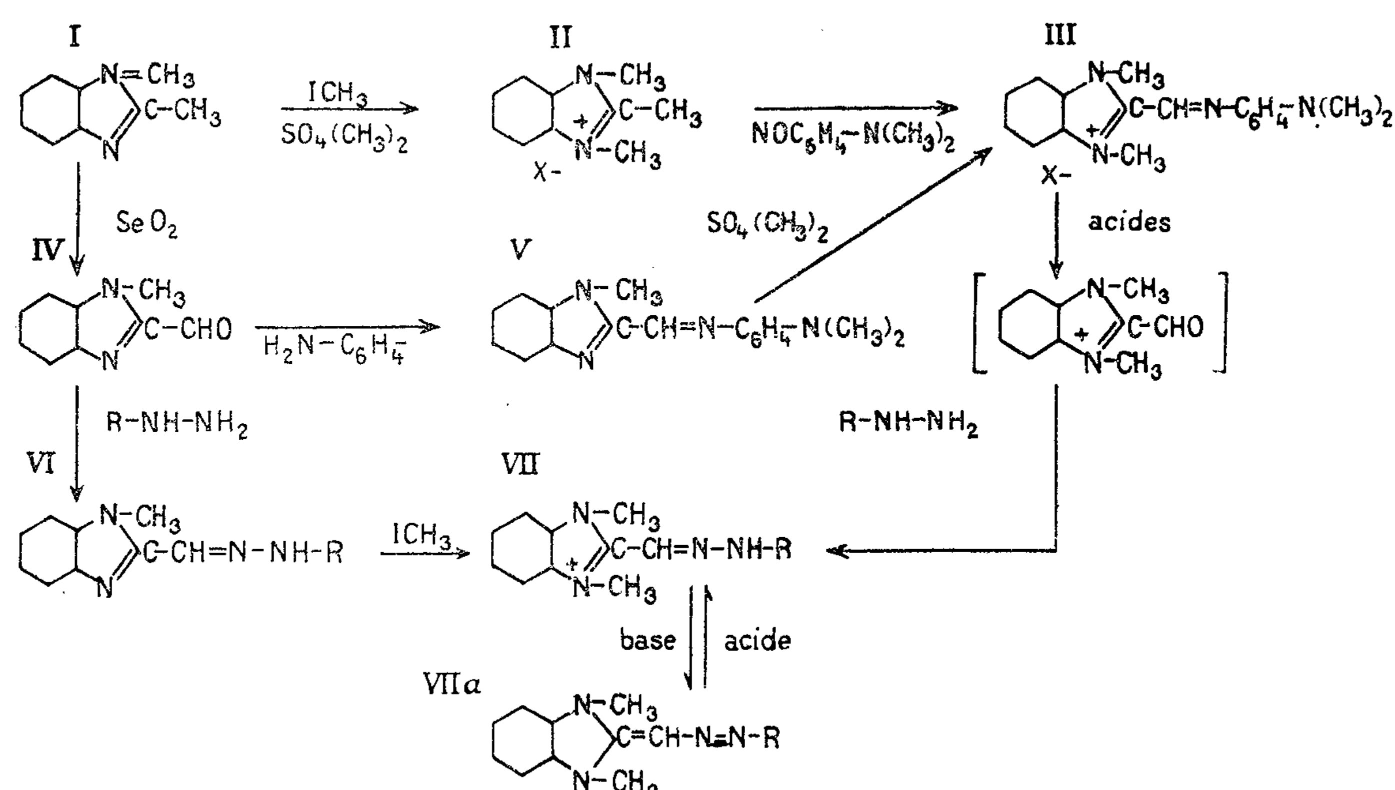
Il a été montré précédemment que la copulation directe des diazoïques sur les sels de méthyl-2 benzimidazolium conduit à des colorants disazoïques, dans lesquels les deux groupes azoïques sont fixés sur le même atome de carbone ([1]).

Cette double copulation rend inaccessibles directement les monoazoïques correspondants, qu'il est donc nécessaire de préparer par des voies détournées. Nous exposons ici les deux méthodes que nous avons employées.

1. Les sels de triméthyl-1.2.3 benzimidazolium (II) se condensent facilement avec la nitrosodiméthylaniline. La réaction est effectuée, selon la technique de Mc. Gookin ([2]), en milieu alcoolique anhydre et en présence de carbonate de potassium, à froid ou après un très léger chauffage. Rdt 75-78 %. Il se forme l'azométhine correspondante (III) : le méthylsulfate se présente sous forme de larges bâtonnets rouge violacé, solubles en rouge foncé dans les alcools, très instables en milieu alcalin, F 238-239°. [Analyse : trouvé %, N 13,44; calculé pour $C_{18}H_{21}N_4, SO_4CH_3$, P. M. 404, N 13,86]; λ_m (alcool) : 485 mμ, ε : 3,00.10^4. L'iodure forme des bâtonnets allongés, rouge violacé, F 269,5-270° [alcool ([3])], λ_m (alcool) : 487 mμ, ε : 3,42.10^4. [Analyse : trouvé %, N 13,40; calculé pour $C_{18}H_{21}N_4I$, P. M. 420, N 13,33].

Traitée par l'acide chlorhydrique, cette azométhine subit une hydrolyse rapide; sans isoler l'aldéhyde formé, on ajoute une arylhydrazine qui donne naissance, après un court chauffage, à un abondant précipité d'hydrazone (VII) tautomère du monoazoïque recherché (VII*a*).

Ainsi la réaction de la phénylhydrazine nous a fourni la phénylazo-méthylène-2 diméthyl-1.3 benzimidazoline : aiguilles jaune orangé (heptane ou pyridine aqueuse), F 160°,5-161°,5 λ_m(alcool) : 397 mμ, ε : 3,28.10^4, solubles en vert bleuâtre dans l'acide sufurique, (Analyse : trouvé %, N 21,16; C 71,74; H 6,06; calculé pour $C_{16}H_{16}N_4$, P. M. 264, N 21,21; C 72,73; H 6,06.)



On a obtenu de la même façon la *p*-nitrophénylazométhylène-2 diméthyl-1.3 benzimidazoline; elle cristallise sous forme de prismes noirs à reflets métalliques dans le nitrométhane ou la pyridine, et donne des solutions intensément colorées en rouge violacé virant au bleu violet sous l'action des alcalis. F 252°; λ_m (pyridine) : 567 mμ, ε : 6,70.10^4 (Analyse : trouvé %, N 22,12; calculé pour la composition $C_{16}H_{15}O_2N_5$ N 22,65.)

2. D'autre part, le diméthyl-1.2 benzimidazole, soumis à l'action oxydante de l'anhydride sélénieux, en milieu toluénique à 95°, donne le méthyl-1 benzimidazole aldéhyde-2 (IV), isolé après entraînement du toluène à la vapeur; rendement 84 %. L'existence de cet aldéhyde a été simplement mentionnée dans un brevet [4]. Il se présente sous forme de plaquettes blanches, solubles dans l'eau chaude et facilement sublimables. F_{inst}, 110°. (Analyse : trouvé %, N 17,44; C 67,70; H 5,00; calculé pour $C_9H_8ON_2$, P. M. 160, N 17,50; C 67,50; H 5,00.) Il donne un dérivé bisulfitique, et a été caractérisé par son oxime, (aiguilles jaune pâle; cristallisé dans l'alcool à 50 %, F 205. (Analyse : trouvé %, N 24,00; C 61,99; H 5,20; calculé pour $C_9H_9ON_3$, P. M. 175, N 24,00; C 61,71; H 5,14), et par sa semicarbazone, prismes blancs dans l'alcool à 50 %, F 230° (Analyse : trouvé %, N 31,95; calculé pour $C_{10}H_{11}ON_5$; P. M. 217, N 32,26).

Les arylhydrazones (VI) précipitent, après un court chauffage au bain-marie, de l'aldéhyde en solution légèrement chlorhydrique avec une hydrazine. Nous avons obtenu de cette façon :

— la phénylhydrazone (VI, $R = C_6H_5$) avec un rendement de 50 % ; elle cristallise dans l'alcool sous forme de prismes allongés jaune pâle. F_{inst} 240°. λ_m (acide acétique) : 393 mμ, ε : 3,30.10⁴. (Analyse : trouvé %, N 22,32; C 72,47; H 5,80; calculé pour la formule $C_{15}H_{14}N_4$, P. M. 250, N 22,40; C 72,00; H 5,60);

— la *p*-nitrophénylhydrazone (VI, $R = C_6H_4NO_2$) avec un rendement de 58 % ; elle cristallise en aiguilles jaunes dans la pyridine; F 255° (sublimation); λ_m : 405 mμ (acide acétique), ε : 4,07.10⁴ (Analyse : trouvé %, C 60,91; H 3,62; calculé pour $C_{15}H_{13}O_2N_5$, P. M. 295, C 61,02, H 4,41).

— la 2.4-dinitrophénylhydrazone [VI, $R = C_6H_3(NO_2)_2$] précipite avec un rendement de 85 %. Elle forme des aiguilles jaune ocre dans la pyridine ou l'acide acétique. λ_m (acide acétique) : 404 mμ, ε : 2,97.10⁴. (Analyse : trouvé %, N 25,10; calculé pour $C_{15}H_{12}O_4N_6$, P. M. 340, N 24,71.)

Ces composés sont facilement alcoylés à l'azote, soit par un chauffage de 30 à 60 mn en milieu benzénique bouillant avec du sulfate neutre de méthyle, soit par un traitement par l'iodure de méthyle à 110° en tube fermé durant plusieurs heures. Les sels obtenus, sous l'action d'un agent alcalin, conduisent aux hydrazones alcoylées qui se sont révélées identiques aux produits correspondants (VII *a*) préparés suivant la première méthode. Cette identité a été confirmée par l'analyse, les points de fusion et les spectres d'absorption, et ne fait par conséquent aucun doute.

D'autre part l'aldéhyde précédent, chauffé durant quelques minutes, en solution aqueuse, avec la diméthyl-*p*-phénylène diamine, donne, avec un rendement de 60 %, l'azométhine (V) : tablettes hexagonales jaune d'or dans l'alcool; F 175-176°; λ_m : 404 mμ (alcool), ε : 3,00.10⁴ (analyse : trouvé %, N 20,49; C 72,99; H 6,56; calculé pour $C_{17}H_{18}N_4$, P.M. 278, N 20,16; C 73,38; H 6,47.)

Cette azométhine, chauffée en présence d'iodure ou de sulfate de méthyle, est transformée en produit alcoylé identique à (III).

(*) Séance du 25 novembre 1957.

(1) H. Wahl, *Bull. Soc. Chim.*, 1954, p. 251.

(2) *J. Appl. Chem.*, 1955, p. 65.

(3) Poray-Kochitz et Mouravich, *J. Gen Chem. Soc. U. R. S. S.*, 23, 1953, p. 835.

(4) Brevet français n° 845.527.

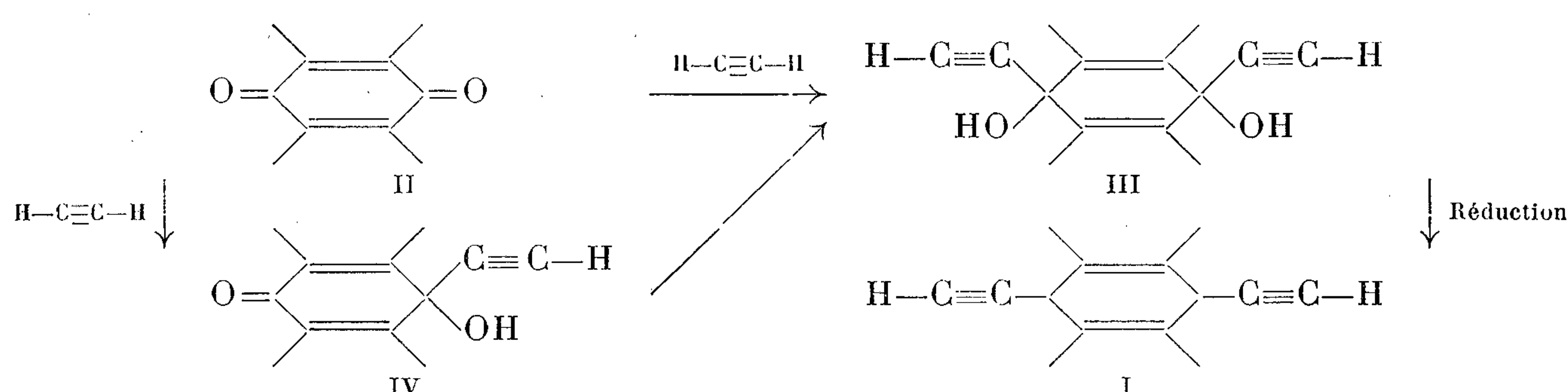
(*École nationale Supérieure des Industries chimiques, Nancy.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Diéthynyl-arènes.* Note (*) de MM. **Wladyslaw Chodkiewicz**, **Paul Cadiot** et **Antoine Willemart**, présentée par M. Charles Dufraisse.

L'éthynylation des quinones par l'acétylène fournit les diquinols correspondants. La réduction de ceux-ci constitue une méthode aisée de préparation des diéthynyl-arènes.

Parmi les diéthynyl-arènes actuellement connus ([1]), ([2]) seuls les diéthynyl-benzènes possèdent deux hydrogènes acétyléniques vrais ([1]).

Les diéthynyl-arènes I peuvent être obtenus selon le schéma ci-dessous qui comporte deux étapes : la première est une éthynylation des quinones II par l'acétylène fournissant le diquinol III, la seconde consiste en la réduction de ce diquinol III



Dans certains cas l'éthynylation des quinones peut être arrêtée à son premier stade : le monoquinol IV.

La condensation du phénylacétylène avec l'anthraquinone a été bien étudiée par G. Rio ([2]). L'éthynylation des quinones les plus usuelles par l'acétylène a récemment fait l'objet d'une Note brève de W. Ried et H. J. Schmidt ([3]), qui nous engage a commencer la publication des résultats que nous avons eus nous-mêmes dans cette série.

Pour réaliser ces condensations nous avons utilisé les acétylures de métaux alcalins; et plus généralement l'acétylure de sodium à raison de 2 moles par mole de quinone. L'ammoniac liquide se révèle un bon solvant réactionnel; mais pour pouvoir réagir convenablement, les quinones peu solubles doivent être introduites dans certains solvants amidés ([4]).

L'éthynylation de la *p*-benzoquinone est une réaction complexe, elle fournit le diquinol III correspondant fondant à 196°, avec un rendement de 25 à 30 % comme il a été signalé ([3]). Du milieu réactionnel on peut extraire de l'hydroquinone avec un rendement pouvant atteindre 50 %, qui provient de la réduction de la quinone par le milieu réactionnel.

L'éthynylation de l'anthraquinone permet l'obtention de deux produits : le

monoquinol IV et le diquinol III. Le diquinol se forme avec un rendement supérieur à 95 % quand on utilise comme solvant auxiliaire des amides disubstitués tels que la N-méthylpyrrolidone ou le diméthylformamide, vers — 30° pendant quelques heures. Le diquinol pur fond à 206° [(3), F 199°]. Le monoquinol (F 235°) est obtenu avec un rendement de 40 % par utilisation d'une seule mole d'acétylure de sodium par mole de quinone et en ne prolongeant pas la réaction au-delà de 1 h, vers — 50, à — 60°.

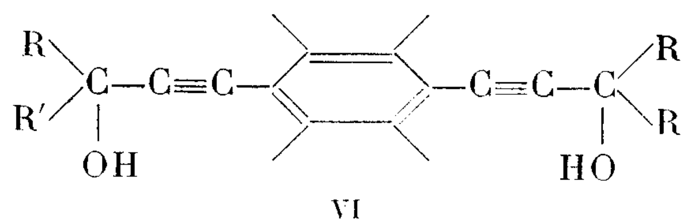
La phénanthrène-quinone fournit dans des conditions analogues le diquinol correspondant fondant à 202° [(3), F 196°] avec un rendement de 60 % à côté d'autres produits non encore complètement identifiés.

A partir des diquinols III, on peut obtenir aisément par réduction les diéthynylarènes I. Nous avons essayé comme réducteurs : l'hydrosulfite et l'hypophosphite de sodium, l'acide iodhydrique, le chlorure stanneux, selon des méthodes décrites pour des réactions du même genre (2), (5). Notre choix s'est fixé sur le chlorure stanneux en solution hydroacétique.

Nous avons pu obtenir ainsi le diéthynylbenzène avec un rendement de 50 % environ, par réduction vers 40°. Le produit pur est incolore, stable, doué d'une faible fluorescence violet rougeâtre. F 96° [(4), 95°] λ_{max} 209, 214, 258, 270, 282 et 292 mμ.

Le diéthynylanthracène est obtenu par réduction vers 10 à 20°, avec un rendement de 80 %. Ce composé jaune présente une fluorescence intense violet bleuâtre; il est moins stable et brunit à la lumière. F 170-180° peu nette avec décomposition. λ_{max} 249, 259, 349, 356, 377, 398 et 423 mμ.

Ces diéthynylarènes I donnent les réactions des composés diacétyléniques vrais et peuvent être dosés à l'aide des sels d'argent. Ils se condensent avec les cétones pour donner les glycols VI :



VI

La benzophénone fournit dans les conditions habituelles (potasse anhydre, solvants amidés, quelques minutes vers 0°) les glycols (VI) avec le diéthynylbenzène (F 220°, Rdt 95 %) et avec le diéthynylanthracène (F 256°, Rdt 95 %).

(*) Séance du 25 novembre 1957.

(1) R. Deluchat, *Thèse*, Paris, 1933.
(2) G. Rio, *Ann. Chim.*, 9, 1954, p. 182.
(3) W. Ried et H. J. Schmidt, *Angew. Chem.*, 69, 1957, p. 205.
(4) N. Robert, W. Chodkiewicz et P. Cadiot, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 526.
(5) Ch. Dufraisse et R. Horclois, *Bull. Soc. Chim.* (5), 3, 1936, p. 1894.

MINÉRALOGIE. — *Contribution à l'étude de la niocalite.* Note de MM. **Raymond Kern, Alexandre Rimsky** et **Jean-Claude Monier**, présentée par M. Charles Mauguin.

La niocalite $Ca_4NbSi_2O_{10}(OH, F)$ est orthorhombique, $a = 7,339$, $b = 10,432$, $c = 20,285$ kX avec 6 mol par maille. Son groupe de symétrie de position est B(222).

La niocalite a été étudiée sommairement par Nickel [1]. La formule chimique est $Ca_4NbSi_2O_{10}(OH, F)$ à 5 % près; les cristaux seraient monocliniques; l'auteur donne cinq raies Debye-Scherrer.

Les cristaux que nous avons recueillis sur le gisement d'origine (OKA dans la province de Québec) sont jaune clair et de l'ordre de 5 μl; ils sont inclus dans des carbonates de Ca et Sr fortement recristallisés. L'étude goniométrique a révélé un prisme droit à quatre faces faisant des angles de 84 et 96°. L'étude optique montre cependant que chaque individu est composé en réalité de plusieurs monocristaux; à la biréfringence du cristal s'ajoute une biréfringence accidentelle due à des tensions. Il s'agit probablement d'une espèce minérale, formée à température élevée ayant subi une transformation lors du refroidissement. Nous n'avons cependant pas pu mettre en évidence la transformation inverse moyennant un chauffage jusqu'à 1 000° C. L'étude aux rayons X appuie l'hypothèse d'une transformation en ce sens que la morphologie décrite précédemment n'a aucun rapport simple avec la maille période des rayons X.

Le cliché de poudre (Cu Kα) est représenté par le tableau suivant; y figurent les cinq raies indiquées par Nickel.

d_{hkl}	7,2	5,7	4,9	4,48	4,22	3,32	3,02	2,86	2,70	2,55	2,48	2,43
I %	10	5	5	5	5	30	100	60	10	10	10	5
d_{hkl}	2,28	2,26	2,02	1,99	1,93	1,84	1,80	1,78	1,71	1,67	1,55	1,14
I %	10	10	20	5	5	20	20	5	30	5	20	5

Plusieurs clichés de Laue faits sur une partie monocristalline d'un individu indiquent la classe de Laue (*mmm*).

L'étude au rétigraphe (Cu Kα) des strates ($hk0$), ($hk1$), ($hk2$), ($0k1$), ($3k1$) du réseau réciproque nous conduit à une maille directe orthorhombique :

$$a = 7,339 \pm 0,003; \qquad a = 10,432 \pm 0,004;$$
$$c = 20,285 \pm 0,006 \text{ kX}; \qquad V = 1553 \text{ (kX)}^3.$$

La masse moléculaire 486 ± 21 g.mol^{-1} et la densité mesurée $d = 3,32$ g/ml donne $Z = 6,4 \pm 0,3$ mol par maille. Une analyse de spectrographie X nous a révélé une présence de Ta du même ordre de grandeur que le niobium; en substituant 2/3 Nb + 1/3 Ta à la place de 1 Nb on trouverait $Z = 6,0 \pm 0,3$. La maille contient donc 6 mol.

Les extinctions systématiques sont $h + l = 2n + 1$; les groupes possibles

sont B*mmm*, B222, B*m*2*m*. La piézoélectricité et les figures de corrosion n'ont donné aucun résultat plausible; le pouvoir rotatoire est impossible à détecter sur des cristaux biaxes de si petite taille.

Nous avons profité du fait que les cristaux contiennent un atome lourd donnant lieu a une dispersion anomale relativement élevée pour la radiation Cu$K\alpha$. D'après les calculs de Dauben et Tempeleton (²) la composante imaginaire du facteur de diffusion atomique du niobium est de 2,8 unités Thomson. On peut donc prévoir que dans un tel cas la loi de Friedel fait défaut si le cristal est dépourvu de centre de symétrie.

Pour la classe de symétrie *m*2*m* on s'attendrait à

$$I_{hk1} = I_{hk\bar{1}} \quad \text{et} \quad I_{0k1} = I_{0k\bar{1}}$$

mais par contre pour 222, on aurait :

$$I_{hk1} \neq I_{hk\bar{1}} \quad \text{et} \quad I_{0k1} = I_{0k\bar{1}}.$$

Une statistique sur les intensités diffractées dans les plans réciproques $(0kl)$ et $(3k1)$ nous a montré que les classes *mmm* et *m*2*m* sont exclues et que la niocalite appartient à la classe 222. Son groupe de symétrie est donc B222.

Le tableau suivant donne un aperçu de cette analyse :

$(3k1)$.	$\frac{I_{hk1}}{I_{hk\bar{1}}}$.	$(0k1)$.	$\frac{I_{0k1}}{I_{0k\bar{1}}}$.	$(3k1)$.	$\frac{I_{0k1}}{I_{0k\bar{1}}}$.	$(0k1)$.	$\frac{I_{0k1}}{I_{0k\bar{1}}}$.
359.......	> 1	058	$= 1$	369......	< 1	0610	$= 1$
361.......	$\leqslant 1$	062	$= 1$	3611......	~ 1	0612	$= 1$
363.......	$\leqslant 1$	064	$= 1$	371......	> 1	072	$= 1$
365.......	$\leqslant 1$	066	$= 1$	375......	> 1	074	$= 1$
367.......	$\leqslant 1$	068	$= 1$				

La méthode que nous avons utilisée pour lever l'ambiguïté de la classe de symétrie faisant appel à la dispersion anomale des rayons X est d'un emploi simple; elle est praticable avec les anticathodes courantes si le cristal contient un élément dont le numéro atomique est supérieur à environ 20.

(¹) *Amer. Mineral.*, **41**, 1956, p. 785.
(²) *Acta Crystall.*, **8**, 1955 p. 841.

GÉOLOGIE. — *Le volcan de l'Emi Koussi, dans le Tibesti oriental* (*Sahara du Tchad, A. E. F.*), Note de MM. **Bernard Gèze**, **Henri Hudeley** et **Pierre Vincent**, présentée par M. Paul Fallot.

Le sommet du grand édifice trachytique de l'Emi Koussi a fait place à deux caldeiras d'affaissement emboîtées, en liaison avec de puissantes émissions d'ignimbrites et avec plusieurs phases de volcanisme basaltique. Dans la caldeira interne ont pris naissance trois cratères d'explosions récents.

250 km au Sud-Est du Toussidé (¹) et 150 km au Sud-Est du Tarso

Yega [2] l'Emi Koussi est un grand massif volcanique bien individualisé à l'extrémité méridionale du Tibesti oriental. Large d'environ 80 km, il domine directement les plaines désertiques du Borkou (altitudes moyennes de 500 à 700 m au pied du volcan). Son sommet, de 3 415 m, est le plus élevé de l'Afrique française, en dehors des chaînes atlasiques.

Cependant le socle sur lequel se dresse le volcan paraît se relever également beaucoup au-dessous de lui, probablement à plus de 2 000 m, d'après ce que nous avons vu dans les ravins situés au Nord-Ouest, entre le Koussi et le massif du Tarso Ahon. Comme pour les volcans précédemment décrits, il est vraisemblable que cette disposition explique la refusion et l'affaissement de la zone culminante et son remplacement par une grande caldeira, 600 m environ plus bas que le sommet primitif, qui devait atteindre 4 000 m. Mais dans son état actuel, le Koussi correspond encore à un volume de laves voisin de 2 500 km^3, ce qui en fait l'édifice principal de l'ensemble volcanique du Tibesti.

La caldeira, large de 10 à 13 km suivant ses diamètres, présente des remparts parfaitement conservés, presque entièrement constitués par des trachytes, qui pourraient cependant passer tantôt à des trachy-andésites, tantôt à des trachy-phonolites d'après les analyses de Lacroix sur des échantillons recueillis par Tilho [3]. Dans l'intérieur, on distingue clairement le plongement vers le centre de toutes les coulées, ce qui garantit qu'on a bien affaire à une caldeira d'affaissement.

Plusieurs cônes basaltiques assez récents, quoique partiellement démantelés, jalonnent le bord interne de la caldeira. Ils sont probablement de même âge que divers petits volcans à patine rousse existant sur les pentes extérieures, particulièrement vers le Nord, sur l'axe montagneux, mais aussi de part et d'autre à mi-hauteur, et qui sont à l'origine de grandes coulées qui descendent jusqu'à la plaine périphérique.

Plus à l'intérieur le contour de la caldeira interne, là où il se distingue de celui de la caldeira externe (partie Nord), est jalonné par plusieurs volcans basaltiques.

La caldeira interne, d'un diamètre de 8 à 10 km, n'a de contours distincts de ceux de la caldeira externe que dans la partie Nord où la rupture de pente entre 3 000 m (fond de la caldeira externe) et 2 380 m (fond de la caldeira interne) est particulièrement spectaculaire.

La partie centrale de la caldeira interne présente également des venues basaltiques récentes qui semblent se grouper dans la zone où se sont produites les explosions qui ont donné naissance à trois cratères d'explosion, dont le plus remarquable est l'Era Kohor.

Les volcans du cercle intérieur et ceux du centre de la caldeira interne ont un aspect tout à fait frais : lapilli et scories instables formant les

cônes, coulées de laves chaotiques issues des égueulements, peu ou pas de patine. A l'extérieur de la grande caldeira, quelques rares cônes présentent des caractères identiques. Il est certain que ce volcanisme est fort récent.

Cependant, postérieurement aux venues basaltiques qui soulignent l'affaissement de la caldeira interne, et dans sa partie centrale, se sont formés trois cratères d'explosion. Le plus important, l'Era Kohor, ou Trou au Natron du Koussi, est fort comparable au Trou au Natron du Toussidé quoique plus petit. Profond de 350 m, avec un diamètre moyen de l'ordre de 2,5 km, il offre un plan complexe qui laisse supposer sa réalisation par trois ou quatre explosions peut-être sensiblement simultanées. Le fond est occupé par une plaine de natron (ou trona), résidu d'un lac disparu vers lequel plongent des pans de cinérites et éboulis de trachytes descendus des parois. Deux cratères d'explosion beaucoup plus petits, ayant 0,5 à 1 km de diamètre apparaissent au Nord-Est et à proximité immédiate de l'Era Kohor; moins profonds ils sont en grande partie comblés par des projections de cinérites. Tous ces cratères d'explosions sont immédiatement postérieurs aux dernières éruptions basaltiques, en partie couvertes par les projections de cinérites et dont les coulées ne sont pas descendues dans les cratères d'explosion.

Actuellement la seule manifestation volcanique est représentée par la source thermale de Yi Yerra (38°) à 850 m d'altitude à la base du versant méridional.

En dehors des coulées trachytiques, puis basaltiques, qui forment l'édifice du Koussi, on rencontre toute une succession de cinérites et ignimbrites d'âges variés. Les plus récentes, postérieures aux derniers basaltes, sont associées à des ponces et à des diatomites dans la caldeira interne, mais elles « saupoudrent » aussi, à l'état de revêtement irrégulier, l'ensemble des reliefs jusque sur les pentes extérieures de la grande caldeira. Les nombreux blocs de trachytes et syénites qui s'y trouvent incorporés, d'autant plus qu'on se rapproche davantage de l'Era Kohor, prouvent qu'il s'agit des produits rejetés par cette grande explosion.

Le grand volcan de l'Emi Koussi est donc un très important appareil complexe, essentiellement trachytique, dans lequel les bordures d'une grande caldeira d'affaissement ont été le siège d'émissions basaltiques ayant formé des cônes parasitaires et de longues coulées ravinant les précédentes; puis s'est réalisée une deuxième caldeira visible surtout vers le Nord-Ouest, emboîtée dans la première. Les dernières émissions de lave formaient alors de petits puys basaltiques et enfin, surtout vers le Sud-Est, des explosions probablement phréatiques rejetaient le contenu de l'Era Kohor et de deux autres cavités satellites.

Des nuées ardentes limitées à la périphérie des deux caldeiras, puis les

explosions de l'Era Kohor ont provoqué l'émission d'ignimbrites, ponces et tufs très abondants.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1815.
(2) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1938.
(3) LACROIX, *in* DALLONI, *Mém. Acad. Sc.*, 61, 1934.

GÉOLOGIE. — *Le Bassin tertiaire de Rennes a été occupé par un lac, dès l'Éocène.* Note de Mlle **SUZANNE DURAND**, présentée par M. Pierre Pruvost.

L'analyse pollinique d'argiles noires des environs de Rennes révèle l'existence d'une flore plus ancienne que celle qui vient d'être retrouvée dans les niveaux les plus profonds, connus sous le Stampien marin fossilifère de la région. Un lac d'eau noire, dans lequel se sont accumulées des argiles sapropéliennes, a dû occuper dès l'Éocène, une zone déprimée, envahie par la mer à l'Oligocène.

Dans le Tertiaire du Bassin de Rennes, le niveau repéré est le Stampien marin : marnes à chaux hydraulique et « calcaire grossier » (1). Au-dessus, les argiles noires à Poissons d'eau douce, des carrières de Lormandière et des Grands-Fours, représentent la fin de l'Oligocène (2). Sous les dépôts calcaires, existe un autre niveau d'argile noire. Sa situation, sous les argiles ayant livré une faune semblable à celle du Stampien de Gaas, a été précisée par Bézier (3). A côté de ces deux formations sapropéliennes dont la position stratigraphique est bien déterminée, il existe des argiles noires, azoïques, qui ont été rapportées à l'un ou à l'autre des deux niveaux connus.

Récemment, les sondages exécutés au Sud du Moulin d'Apigné ont traversé jusqu'à 40 m d'argile également noire et compacte (4). La kaolinite constitue 90 à 95 % de la fraction inférieure à 5 μ. Elle est associée à une faible proportion de poussière de quartz et à de la matière organique. Il s'agit d'une accumulation argileuse, en eau douce acide (5). La présence de pyrite explique celle du gypse d'origine secondaire.

Aucun fossile n'a été trouvé à l'exception de très nombreux grains de pollen et spores, dont certaines formes sont caractéristiques. Elles permettent de situer la flore d'Apigné dans l'échelle stratigraphique, en se référant aux études polliniques des formations datées du Tertiaire d'Allemagne (Thomson et Pflug) (6). Ces comparaisons sont justifiées, puisqu'il ne semble pas avoir existé à cette époque de différenciation climatique séparant, par exemple, l'Islande de l'Europe moyenne (7).

Les mêmes espèces sont présentes aux différents niveaux étudiés (sondage 1 : 38 m; sondage 4 : 20 m; sondage 6 : 4,50 à 7,70 m et 41,20 m). Les variations de leur répartition traduisent vraisemblablement des fluctuations de la nappe aquifère et la prédominance de telle ou telle asso-

ciation végétale (haute futaie ou broussaille marécageuse), sans modification importante de la flore. Il est possible de distinguer :

1° Des espèces répandues dans tout le Tertiaire, au moins jusqu'au Pliocène inférieur :

Lævigatisporites neddeni R. Pot.; *Lævigatisp. crassus* Pf.; *Lævigatisporites haardti* R. Pot. et Ven.; *Inaperturopollenites magnus* (R. Pot.) Th. et Pf. (fréquent); *Inaperturopoll. dubius* (R. Pot. et Ven.) Th. et Pf. (très fréquent); *Pityosporites microalatus* (R. Pot.) Th. et Pf. est le seul Conifère à ballonnets, il est peu fréquent; *Triatriopollenites coryphæus*, subsp. *microcoryphæus* (R. Pot.) Th. et Pf.; *Triatriopoll. bituitus* (R. Pot.) Th. et Pf.; *Tricolpopoll. microhenrici* (R. Pot.) Th. et Pf.; *Tricolporopoll. cingulum*, subsp. *oviformis* (R. Pot.) Th. et Pf.; *Tricolporopoll. megaexactus*, subsp. *exactus* (R. Pot.) Th. et Pf.; *Tricolporopoll. megaexactus* (R. Pot.) Th. et Pf., subsp. *brühlensis* (Th.) Th. et Pf.; *Tricolporopoll. margaritatus* (R. Pot.) Th. et Pf., f. *medius* Pf. et Th. et je signalerai une forme fréquente rappelant les grains de pollen de *Potamogeton*.

2° Des formes appartenant à des espèces dont la fréquence est caractéristique du Tertiaire ancien (Éocène et Oligocène inférieur) mais qui peuvent se trouver plus ou moins sporadiquement dans l'Oligocène moyen :

Concavisporites obtusangulus (R. Pot.) Th. et Pf.; *Corrugatisp. solidus* R. Pot.; *Triplanosporites sinuosus* Pf. (fréquente); *Triplanosp. pseudosinuosus* Pf.; *Triatriopollenites plicatus* (R. Pot.) Th. et Pf.; *Triporopoll. robustus* Pf.; *Tricolpopoll. liblarensis* (Th.) Th. et Pf., subsp. *fallax* (R. Pot.) Th. et Pf. est abondante; *Tricolpopoll. parmularius* (R. Pot.) Th. et Pf.; *Tetracolporopoll. manifestus* (R. Pot.) Th. et Pf., subsp. *contractus* Pf.

3° Des espèces qui n'ont pas encore été trouvées au-dessus de l'Oligocène inférieur : *Cicatricosisporites dorogensis* R. Pot.; *Concavisp. acutus* Pf.; *Monocolpopollenites tranquillus* (R. Pot.) Th. et Pf.; *Triatriopoll. excelsus* (R. Pot.) Th. et Pf., subsp. *turgidus* Pf.; subsp. *semiturgidus* Pf.; subsp. *microturgidus* Pf.; *Porocolpopoll. stereoformis* Pf., espèce rare signalée dans le Lutétien d'Allemagne; *Tetracolporopoll. microellipsus* Pf.

4° Deux espèces qui n'ont pas encore été trouvées au-dessus du Lutétien : *Cicatricososporites pseudodorogensis* (R. Pot.) Th. et Pf. est ici très rare, comme dans les autres gisements où elle a été signalée. *Triplanosporites tertiarus* Pf. qui n'a pas encore été trouvée au-dessus de l'Yprésien, est assez fréquente.

La présence de *C. dorogensis* ne permet pas de placer les argiles d'Apigné au-dessus de l'Oligocène inférieur. La fréquence de cette forme caractéristique et son association avec les sous-espèces de *Triatriopoll. excelsus*, rapprochent le dépôt étudié de la formation de Borken, actuellement considérée comme appartenant à l'Éocène supérieur ([7]). *Triplanosporites*

tertiarus et *Cicatricososp. pseudodorogensis* sont en faveur de l'âge éocène.

Les argiles à *Cicatricosisporites dorogensis* s'étendent au Nord de la Vilaine. Je les ai retrouvées dans un sondage au Rheu, sous 18 m de sables pliocènes. L'analyse pollinique des argiles du puits de la Claie en Pacé (Collection Dangeard, Institut de Géologie de Rennes) les fait rattacher à ce niveau.

A côté des formations latéritiques, les argiles d'Apigné représentent le dépôt le plus ancien reconnu dans le Tertiaire des environs de Rennes. L'échantillon le plus profond du puits de la Riverdière, décrit par Bézier (3) (Collection du Musée de Rennes), a un spectre pollinique correspondant à une flore plus récente : les formes lutétiennes, *Cicatricosisp. dorogensis, Concavisporites, Triatriopoll. excelsus* sont absentes; *Triplanosp. sinuosus* est très rare; par contre, *Pityosporites microalatus* (*Pinus*, type *haploxylon*) est l'espèce dominante et elle est associée à *Pityosp. labdacus* (type P. *silvestris*).

Il n'a pas encore été possible de suivre, sans interruption, le passage des argiles éocènes (type Apigné) aux argiles stampiennes marines. La formation d'eau douce du fond du puits de la Riverdière se place entre les deux et je pense qu'elle représente la fin du Sannoisien. Elle est en effet recouverte par des argiles noirâtres, dans lesquelles les Hystrichosphères se mêlent aux grains de pollen et marquent l'arrivée de la mer dans le bassin de Rennes. Le début du Stampien est ainsi nettement repéré à environ 4 m au-dessous des premières couches à *Natica crassatina.*

Les travaux récents (4) ont souligné l'importance des mouvements de subsidence qui se sont prolongés jusqu'au Pliocène. La découverte des pollens dans les argiles d'Apigné, montre que la dépression existait avant le Stampien. Occupée par un lac, dès l'Éocène et jusqu'au Sannoisien, elle a été ensuite à plusieurs reprises, envahie par la mer.

La flore éocène à caractère tropical témoigne du climat qui a favorisé le développement des formations latéritiques reconnues en plusieurs localités, dans la région de Rennes.

(1) F. Kerforne, *Bull. Soc. Géol. Minéral. de Bretagne*, 2, fasc. 1, 1921, p. 45.
(2) L. Dangeard et Y. Milon, *Comptes rendus*, 174, 1922, p. 952.
(3) *Bull. Soc. Scient. et Méd. de l'Ouest*, 11, n° 4, 1902, p. 1-10.
(4) S. Durand, *Bull. Soc. Géol. Minéral. de Bretagne*, nouv. série, 1955, p. 36.
(5) G. Millot, *Géol. appl. et Prospection minière*, 2, nos 2-4, p. 257.
(6) *Paleontographica*, Bd. 94, Abt. B, 1953.
(7) G. Pflug, *Neues Jb. Geol. u. Paläontol.*, Abh. 102, n° 3, 1956, p. 409.

(*Laboratoire de Géologie de l'Université de Rennes.*)

MÉTALLOGÉNIE. — *Les paroxysmes des minéralisations africaines.* Note (*) de M. **André Cailleux**, présentée par M. René Perrin.

Sur le continent africain, considéré comme un ensemble, la statistique des âges publiés montre des minéralisations à toutes les époques ou presque ; elle ne montre pas 11 cycles, mais environ trois paroxysmes possibles, vers —500, —2 150 et —2 850(?); millions d'ans.

L'œuvre fondamentale de nos confrères Arthur Holmes et Lucien Cahen, apporte pour la première fois dans l'histoire des sciences, une chronologie des époques de minéralisation, pour l'ensemble d'un continent. On savait certes qu'en une région limitée donnée, ces époques se présentent comme des paroxysmes, séparés par des intervalles de repos; d'où une impression évidente de discontinuité. Mais qu'advient-il si on étend l'enquête à la totalité d'un continent ou peu s'en faut ? L'impression de discontinuité persiste-t-elle ? C'est ce que semblent admettre pour l'Afrique nos savants confrères qui, dans leur *Géochronologie africaine*, 1956 ([1]), p. 104, écrivent :

« En tout, sept cycles précambriens, trois cycles palézoïques et un cycle postérieur paraissent pouvoir être identifiés avec certitude. » Par « cycles » ils entendent ici, à en juger par le contexte (p. 101-102) les principales époques de métamorphisme, de manifestations pegmatitiques, hydrothermales et plutoniques, les venues granitiques et les minéralisations proprement dites.

Quatre tableaux annexés à leur œuvre, d'une contexture exemplaire, permettent à chacun d'en juger. Il est aisé d'établir la statistique des âges adoptés (I), âges apparents (II et III) et âges conventionnels (IV) établis respectivement par les méthodes du plomb (I), du rapport plomb/α (II), du rapport argon 40/potassium 40 (III) et du plomb commun (IV). Le résultat est le suivant (la première ligne indique la centaine de millions d'années, les suivantes le nombre d'échantillons ayant fourni des âges situés dans cette centaine).

Nous n'entendons certes pas tenir ces âges pour plus certains que ne nous le proposent les auteurs eux-mêmes. Il n'en demeure pas moins que notre information actuelle, comme la leur, doit se fonder sur eux. Dans l'état présent de l'échantillonnage, et des mesures, on voit qu'il y a eu des minéralisations en Afrique, tantôt ici, tantôt là, mais pratiquement à toutes les époques. Les petites variations peuvent s'expliquer par des fluctuations. On ne voit pas apparaître onze cycles, mais seulement trois paroxysmes. L'un vers 500 millions d'ans, est le plus net; il est peut-être double. Les deux autres se situent respectivement vers 2 150 et vers 2 850.

Age.....	0.	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.	10.	11.	12.
I................	–	–	–	1	10	1	21	–	1	1	3	2	–
II................	–	2	–	2	3	6	1	–	–	–	1	–	1
III...............	–	1	–	–	4	4	–	1	–	1	–	–	–
IV...............	3	4	5	14	11	16	13	7	5	4	2	3	3
TOTAL.........	3	7	5	17	28	27	35	8	6	6	6	5	4

Age.....	13.	14.	15.	16.	17.	18.	19.	20.	21.	22.	23.	24.	25.
I................	–	–	–	–	–	–	4	6	8	7	–	2	3
II................	–	–	1	–	–	–	–	–	–	–	1	–	–
III...............	–	–	–	3	–	–	–	–	–	–	–	1	1
IV...............	1	1	–	–	4	4	2	1	8	3	2	1	2
TOTAL.........	1	1	1	3	4	4	6	7	16	10	3	4	6

Age.....	26.	27.	28.	29.	30.	31.	32.	33.	34.	Total.
I................	2	1	–	1	–	–	–	–	–	74
II................	–	–	–	–	–	–	–	–	–	18
III...............	–	–	–	1	–	–	–	–	–	17
IV...............	2	6	12	4	6	1	–	4	1	155
TOTAL.........	4	7	12	6	6	1	–	4	1	264

Dans l'interprétation future de ces mesures, et des mesures en cours, il y aura lieu de tenir compte de la répartition des échantillons, par région. Prenons un exemple : le maximum qui apparaît dans notre tableau vers 2 850 est fourni par douze échantillons, mais dont neuf proviennent de la seule Southern Rhodesia. Si, au lieu de cette riche récolte, les auteurs n'avaient disposé pour la Southern Rhodesia que d'un ou deux échantillons, comme pour les deux autres régions qui fournissent le même âge, on aurait eu, pour cet âge de 2 850, quatre ou cinq échantillons seulement, c'est-à-dire pas de maximum, puisque les âges qui l'encadrent sont représentés par 7 et 6, respectivement. Aussi, quand le nombre des mesures le permettra, vaudra-t-il mieux égaliser l'échantillonnage, pour donner, à chaque territoire d'égale surface, des chances égales d'être représenté. Mais dès maintenant il faut savoir gré aux auteurs, MM. Arthur Holmes et Lucien Cahen, de nous offrir de si magnifiques bases de travail.

(*) Séance du 25 novembre 1957.

(1) *Mém. Acad. Roy. Sc. Col.*, *Cl. Sc. Nat. et Méd.*, nouv. sér., 5, fasc. 1, p. 169, Bruxelles.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Influence de l'acide-9 anthroïque sur les corrélations entre le cotylédon et son bourgeon axillaire.* Note de M[me] **Éliane Hugon**, présentée par M. Raoul Combes.

L'acide-9 anthroïque modifie de façon sensible les corrélations entre cotylédon et bourgeon. Son action s'exerce aussi bien sur la stimulation foliaire (*Linum usitatissimum* L.) que sur l'inhibition (*Bidens pilosus* L.). Toutefois, son pouvoir inhibiteur propre complique les résultats obtenus à fortes doses sur des plantules de *Bidens*.

Récemment, Kuse (1) a démontré qu'il était possible de supprimer l'inhibition exercée par la feuille d'*Ipomea Batatas* sur son bourgeon axillaire par application sur le pétiole d'une pâte à la lanoline contenant de l'acide triiodobenzoïque (T. I. B. A.).

Des résultats identiques ont été obtenus (2) sur des plantules à cotylédon inhibiteur de *Bidens pilosus* L., en utilisant une autre substance capable de perturber le transport polarisé de l'auxine, le glycocholate de sodium (NaG) (3). La même règle s'applique enfin aux espèces à cotylédon stimulateur (4).

Il semble donc que l'auxine joue un rôle important dans la stimulation foliaire comme dans l'inhibition. Il faudra toutefois vérifier si les barrières chimiques n'arrêtent pas d'autres substances agissant sur les corrélations.

Dans cette Note, nous allons montrer que l'acide-9-anthroïque (A. A.) (5), (6) est également capable de bloquer au niveau des pétioles cotylédonaires les agents chimiques de l'inhibition et de la stimulation.

Les plantules de *Bidens pilosus* L. (cotylédon inhibiteur) ou de *Linum usitatissimum* L. (cotylédon stimulateur) sont cultivées soit en serres, soit dans des chambres conditionnées à éclairage artificiel (3 000 ou 5 000 lx, température $20^\circ \pm 1$, degré hygrométrique 70 à 80 %). Après décapitation et ablation d'un cotylédon, on applique la substance sous forme d'une pâte à la lanoline, en anneau sur le pétiole du cotylédon intact (mélange en proportion 1-1 de lanoline anhydre et d'une solution aqueuse d'acide anthroïque).

1° *Résultats obtenus avec les plantules de* Linum usitatissimum (tableau I). — Les corrélations entre feuille et bourgeon sont modifiées de façon sensible à partir de 25 000 μg/l. Cette activité est supérieure à celle du glycocholate de sodium (seuil d'action 100 000 μg/l) et à celle de l'acide triiodobenzoïque (50 000 μg/l).

De plus, pour des concentrations croissantes, on observe, comme avec le NaG, une augmentation des exceptions à la règle de stimulation, mais aucune inversion totale du sens des corrélations comme avec le T. I. B. A.

TABLEAU I.

Action de l'acide-9 anthroïque à différentes concentrations sur les corrélations entre le cotylédon et son bourgeon axillaire chez Linum usitatissimum *L.*

Traitement.	Nombre de plantules traitées.	Cas de : Stimul.	Inhib.	Indif.	Résultat observé.	$\frac{\lvert D \rvert}{\sigma}$ (*).
Lanoline	53	42	7	4	Corrélations normales (stimulation)	xxx
A. A. 25 000 μg/l	58	32	20	6	Stimulation supprimée dans 35 % des cas	n. s.
A. A. 50 000 μg/l	65	34	26	5	Stimulation supprimée dans 40 % des cas	n. s.
A. A. 100 000 μg/l	51	23	22	6	Stimulation supprimée dans 43 % des cas	n. s.
A. A. 250 000 μg/l	47	23	21	3	Stimulation supprimée dans 45 % des cas	n. s.
A. A. 500 000 μg/l	54	30	21	3	Stimulation supprimée dans 38 % des cas	n. s.

(*) *Voir* Champagnat et Pigeret ([4]).
xxx, hautement significatif; n. s., non significatif.

TABLEAU II.

Action de l'acide-9 anthroïque à différentes concentrations sur les corrélations entre le cotylédon et son bourgeon axillaire chez Bidens pilosus *L.*

Traitement.	Nombre de plantules traitées.	Cas de : Stimul.	Inhib.	Indif.	Résultat observé.	$\frac{\lvert D \rvert}{\sigma}$ (*).
Lanoline	64	7	53	4	Corrélations normales (inhibition)	xxx
A. A. 25 000 μg/l	51	9	34	8	Corrélations normales (inhibition)	xxx
A. A. 50 000 μg/l	56	19	31	6	Inhibition supprimée dans 34 % des cas	n. s,
A. A. 100 000 μg/l	53	19	29	5	Inhibition supprimée dans 36 % des cas	n. s,
A. A. 250 000 μg/l	64	20	38	6	Inhibition supprimée dans 31 % des cas	xx
A. A. 500 000 μg/l	68	17	40	11	Inhibition supprimée dans 25 % des cas	xx

(*) xxx, hautement significatif; xx, significatif; n. s., non significatif.

2° *Résultats obtenus avec des plantules de* Bidens pilosus (tableau II). — Le seuil d'activité plus élevé que chez *Linum* se situe à 50 000 μg/l.

L'influence des concentrations croissantes est de même type. Le comportement des plantules traitées est statistiquement identique à celui de

témoins conservant leurs deux cotylédons intacts ou amputés symétriquement d'une quantité égale de tissu, c'est-à-dire que le bourgeon inhibé s'observe avec la même probabilité du côté droit et du côté gauche.

Toutefois, à partir de 250 000 μg/l, l'action s'affaiblit, sans doute parce que l'acide anthroïque exerce une influence inhibitrice directe. Nous avons pu, en effet, montrer ce pouvoir inhibiteur à l'aide de segments de coléoptiles d'avoine (test Bonner) : une concentration de 50 000 μg/l d'A. I. A. inhibe presque totalement leur croissance. De même, au test avoine, cette dose annule complètement la courbure due à une solution d'acide indole acétique à 100 μg/l.

En conclusion. — 1° L'acide-9 anthroïque peut être employé pour s'opposer aux corrélations entre feuille et bourgeon aussi bien pour le NaG ou le T. I. B. A.

Son action s'exerce sur la stimulation comme sur l'inhibition, fait qui tend à renforcer l'idée que dans certains cas au moins ces deux influences sont de même nature.

2° En plus de son rôle de barrière, il possède un pouvoir inhibiteur propre qui complique encore les résultats obtenus à fortes doses sur les espèces à feuille inhibitrice.

(1) *Mem. of the College of Sc. Univers. of Kyoto*, série B, **20**, n° 3, 1953.

(2) C. Pigeret, *Diplôme d'études supérieures*, Fac. Sc., Clermont-Ferrand, 1956.

(3) W. G. Clark, *Plant. physiol.*, **12**, 1938, p. 737.

(4) F. Champagnat et C. Pigeret, *Rev. Gén. Bot.*, **64**, 1957, p. 307.

(5) K. W. Thimann, *L'origine et les fonctions des auxines*, *C. D. U. et S. E. D. E. S.*, 1956, p. 61.

(6) Synthétisé par les soins de M. M. Julia, maître de conférences à la Sorbonne.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur les mouvements stomatiques d'arbres et d'arbustes héliophiles et sciaphiles dn domaine de la forêt dense de Côte-d'Ivoire.* Note de M. **Georges Lemée**, présentée par M. Raoul Combes.

L'ouverture stomatique par la lumière se produit pour un éclairement plus faible chez les espèccs sciaphiles que chez les héliophiles. Le mouvement de fermeture par perte d'eau commence, et la fermeture totale est atteinte, pour un déficit hydrique beaucoup plus faible chez les sciaphiles. Pour une même espèce, le développement en habitats d'éclairements différents ne modifie pas de façon importante ces caractères.

Le comportement écophysiologique des essences dites « d'ombre » et « de lumière » des régions tropicales est encore presque inconnu. L'importance particulière des mouvements stomatiques dans la régulation de la transpiration et de la photosynthèse journalières et saisonnières nous a conduit à faire quelques observations sur les réactions d'ouverture et

de fermeture des stomates sous l'influence de l'intensité de l'éclairement et de l'état hydrique des feuilles d'espèces appartenant à ces deux groupes écologiques.

Des feuilles jeunes ayant terminé leur croissance étaient enfermées en atmosphère saturée à l'obscurité afin d'être amenées au maximum de turgescence; puis elles étaient exposées, privées d'alimentation en eau, à la lumière solaire diffuse d'intensité uniforme, échelonnée à des valeurs comprises entre 50 et 10 000 lx; la température et l'humidité atmosphérique étaient à peu près uniformes au cours de chaque expérience, et ont varié, d'une expérience à l'autre, respectivement de 25 à 28° et de 75 à 85 %. Les variations d'ouverture des stomates au cours de la déshydratation ont été suivies par l'observation des variations de transpiration au moyen de pesées à intervalles réguliers de quelques minutes. L'exactitude de cette méthode, montrée par différents auteurs, a été vérifiée par nous sur plusieurs des espèces expérimentées par une observation parallèle et directe de l'ouverture des stomates.

Les feuilles des arbres et arbustes sciaphiles étudiés (*Turræanthus africana, Tarrietia utilis, Diospyros gabonensis, Cola gabonensis, Heisteria parvifolia*) ont leurs stomates fermés à l'obscurité. L'exposition à la lumière déclenche après quelques minutes un mouvement d'ouverture de nature « photoactive », encore perceptible sous une intensité lumineuse de 50 lx seulement. A l'obscurité, les stomates des feuilles demeurent fermés, même après suspension de l'alimentation en eau.

Le mouvement de fermeture « hydroactif » commence pour un déficit d'eau foliaire encore très faible : 2 % (*Cola*) à 8 % (*Turræanthus*) de la teneur en eau à saturation, sous un éclairement de 10 000 lx; ces déficits critiques s'abaissent encore sous des éclairements plus faibles, jusqu'à moins de 1 % pour le *Cola* sous 50 lx. Cependant, en raison du taux de transpiration notablement plus bas aux faibles intensités lumineuses, le temps après lequel la fermeture commence est plus long.

La fermeture complète, marquée par l'égalisation de l'intensité transpiratoire, devenue uniquement cuticulaire, survient pour des déficits foliaires compris entre 8 % (*Cola*) et 20 % (*Turræanthus*) pour un éclairement de 10 000 lx, ces déficits diminuant avec l'éclairement.

Au cours de cette fermeture et sous les lumières faibles, de légères oscillations de la transpiration ont pu être mises en évidence, avec une période d'environ 15 mn pour *Diospyros* et *Turræanthus*, 25 mn pour *Heisteria*. Nous pensons qu'il s'agit de variations d'ouverture stomatique, comme en ont signalé déjà différents auteurs pour des plantes herbacées dans la marge des déficits « supraoptimaux ».

Les feuilles des arbres et arbustes héliophiles étudiés (*Trema guineensis, Alchornea cordifolia, Chlorophora excelsa* ou « iroko », *Musanga cecro-*

pioides ou « parasolier ») gardent leurs stomates ouverts à l'obscurité et dans des conditions d'hydratation maximum, de telle sorte que leur intensité transpiratoire est élevée dès le début de l'exposition à la lumière, contrairement à celle des essences d'ombre. Une augmentation d'ouverture de nature photoactive peut cependant être mise en évidence par des mesures à intervalles très rapprochés à partir d'éclairements de 450 lx pour le *Trema*, de 3 500 lx pour *Chlorophora* et *Amchornea*; à 150 lx et moins pour le premier, 1500 lx et moins pour les seconds, on n'observe que de faibles oscillations d'ouverture dont le rythme est compris entre 6 et 24 mn.

Lorsqu'une augmentation d'ouverture a été observée, la fermeture hydroactive qui lui fait suite commence pour des déficits notablement plus élevés que pour les espèces sciaphiles : environ 20 % de l'eau à saturation chez *Alchornea*, 18 % chez *Trema*, 12 % chez l'Iroko, 11 % chez le Parasolier. Notons, d'un point de vue écologique, que le déficit critique est le plus élevé pour les deux premières essences, qui colonisent précisément les habitats les plus exposés à la sécheresse.

Les résultats exposés ci-dessus s'appliquent, en ce qui concerne les espèces sciaphiles, aux feuilles développées sous un ombrage forestier dense (éclairement relatif de 5 à moins de 1 %) et, en ce qui concerne les plantes héliophiles, aux feuilles formées à la périphérie des couronnes exposées en pleine lumière. Les feuilles de plantes sciaphiles développées en station découverte à la suite de débroussements (*Turræanthus*, *Cola*, *Heisteria*) ou par plantation (*Tarrietia*) nous ont montré un comportement stomatique cependant très voisin de celui des feuilles développées à l'ombre. Quant aux essences héliophiles, elles sont absentes des stations fortement ombragées; mais, pour l'Iroko et le Parasolier, la comparaison entre feuilles de la périphérie de la couronne et feuilles développées à l' « ombre verte » à l'intérieur de celle-ci sous un éclairement relatif de 10 à 16 % seulement, nous a révélé également un comportement stomatique semblable, avec seulement une induction de la fermeture hydroactive pour des déficits foliaires moins élevés.

Ainsi les caractères fonctionnels des stomates sont-ils très différents entre les espèces étudiées des deux groupes écologiques, héliophile et sciaphile, dans leur habitat optimal respectif, alors que les différences d'éclairement stationnelles ne modifient ces caractères que dans de faibles limites permises par la constitution génotypique des espèces.

La comparaison de nos résultats avec ceux obtenus par A. Pisek et E. Winkler [1] sur des espèces d'Europe centrale montre une grande similitude des réactions stomatiques à la lumière et à la déshydratation en ce qui concerne les essences d'ombre; par contre, les essences de lumière médioeuropéennes, Bouleau et Pin sylvestre, ont un comportement beau-

coup plus voisin de celui des essences d'ombre que les espèces héliophiles tropicales étudiées par nous.

(1) *Planta*, 42, 1953, p. 253.

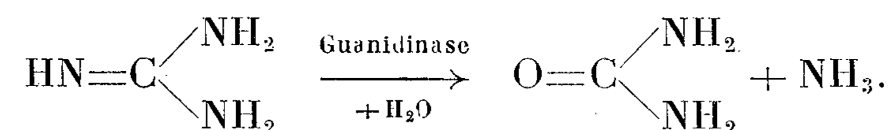
PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Recherches sur le métabolisme de* Colletotrichum oligochætum *Cav. et de* Colletotrichum lindemuthianum (*Sacc. et Magn.*) *Bri. et Cav.* II. *Synthèse d'un enzyme d'adaptation : la guanidiase.* Note de M. **André Touzé**, présentée par M. Raoul Combes.

La guanidine est une excellente source d'azote pour *C. Oligochætum*. Le champignon synthétise la guanidinase, enzyme d'adaptation dont nous avons déterminé les conditions optimales d'action et précisé l'évolution dans le mycélium en fonction du temps de culture.

La présence d'arginine à l'état libre chez les Cucurbitacées m'a incité à rechercher si cet aminoacide était capable de couvrir les besoins en azote de *C. oligochætum*, agent de l'anthracnose du melon. Les essais de culture, à pH 6,2, furent négatifs : l'arginine ne permet pas le développement du champignon. Il faut donc admettre que le mycélium ne peut élaborer des enzymes tels que la L-aminoacide-oxydase, l'arginine-désimidase et que, dans ces conditions, l'arginase présente en faible quantité dans le mycélium, est inopérante.

Si l'arginine ne peut être considérée comme une source d'azote pour *C. oligochætum*, le reste guanidyle, par contre, lorsqu'il est détaché de la molécule de l'aminoacide, convient parfaitement à l'édification du mycélium. L'utilisation de la guanidine, connue depuis 1914 (1), a été étudiée par N. N. Iwanoff et A. N. Awetissowa (2). Ces auteurs ont montré que le mycélium d'*Aspergillus niger*, après une culture préalable sur peptone, était capable en présence d'une solution de glucose et de sels de guanidine, de scinder ces derniers composés en urée et ammoniaque grâce à un enzyme la guanidinase. En 1934, les résultats des auteurs précités furent étendus à d'autres champignons inférieurs par T. Chrzaszcz et M. Zakomorny (3).

J'ai constaté, en ce qui concerne *C. oligochætum*, que la culture préalable sur peptone était inutile; le champignon se développe parfaitement bien sur la guanidine comme seule source d'azote en effectuant la synthèse de l'enzyme d'adaptation correspondant : la guanidinase.



$$HN{=}C\begin{matrix}NH_2\\NH_2\end{matrix} \xrightarrow[+H_2O]{\text{Guanidinase}} O{=}C\begin{matrix}NH_2\\NH_2\end{matrix} + NH_3.$$

Les cultures ont été réalisées dans des fioles de Roux contenant 80 ml de milieu liquide (4) renfermant 5 mM de carbonate de guanidine par litre

et l'ensemencement effectué avec 2 ml d'une suspension de mycélium provenant d'une préculture sur guanidine. Rendement moyen en voile mycélien (substance sèche) : 250 mg par fiole après quatre jours de culture.

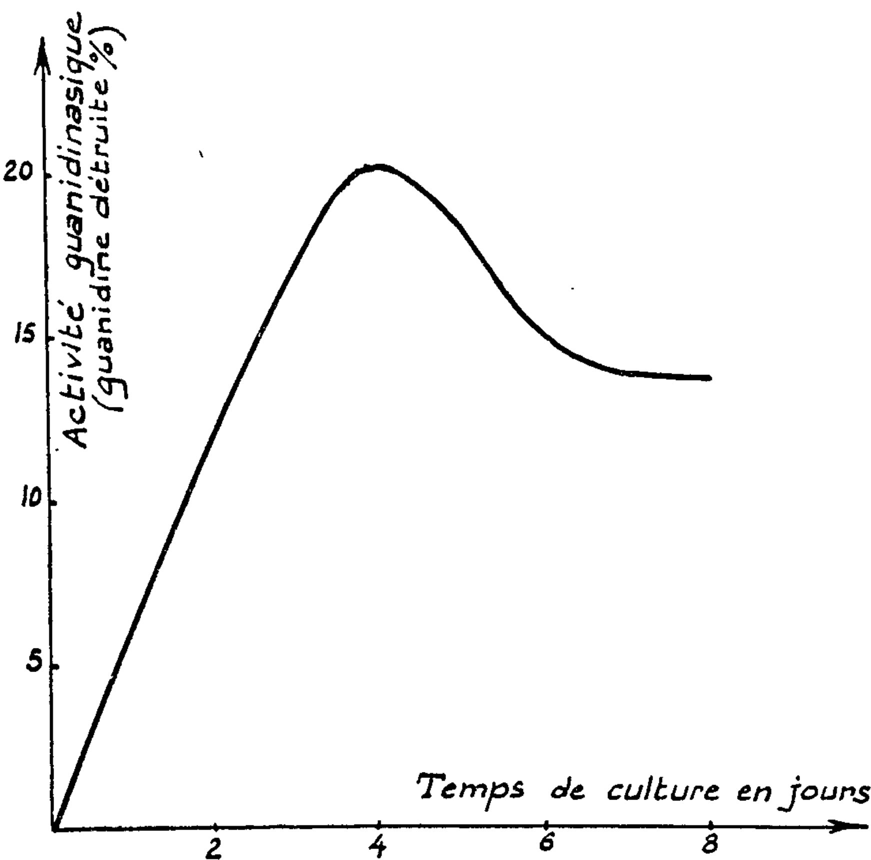
Les caractéristiques de la guanidinase n'étant pas connues, j'ai été amené à préciser les conditions optimales d'action. Quantitativement, l'activité de l'enzyme a été appréciée en dosant soit l'urée engendrée, soit l'ammoniaque formée. Les résultats des déterminations du pH optimum (tableau I) font apparaître que l'hydrolyse de la guanidine s'effectue dans la zone alcaline des pH : pH optimum $\#$ 10,8.

TABLEAU I.

($t = 38°$, substrat 0,1 M, temps 2 h, tampon phosphate-soude de Clark et Lubs, matériel enzymatique 1 %.)

pH.	Urée dosée (mg).	Guanidine détruite (mg).	NH_3 dosée (mg).	Guanidine détruite (mg).
9,4	0,8	2,4	–	–
9,9	1,3	3,9	–	–
10,6	2,0	6,2	0,6	6,4
10,8	2,6	7,9	0,7	8,0
10,9	1,8	5,5	0,5	5,9
12,0	0,6	1,8	–	–

La marche du processus en fonction de la concentration en substrat montre l'existence d'un optimum pour une concentration 0,05 M en guani-



dine. Si l'on augmente la teneur en matériel enzymatique, on n'observe pas de déplacement de cet optimum. Tout se passe donc comme si, à partir

d'une certaine concentration, l'imino-urée présentait des propriétés inhibitrices vis-à-vis de l'enzyme.

La dégradation de la guanidine est directement proportionnelle à la concentration en matériel enzymatique. Dans les conditions optimales d'action (pH 10,8, substrat 0,05 M, $t = 43^{\circ}$), la transformation est pratiquement totale en 15 h.

La guanidinase présente une haute spécificité : la méthyl- et la diméthylguanidine ne sont pas attaquées. L'action des cations divalents sur l'hydrolyse enzymatique de la guanidine est variable (tableau II).

TABLEAU II.

Effecteurs.......	Mn^{++}.	Fe^{++}.	Ni^{++}.		Zn^{++}.	Cu^{++}.	Hg^{++}.
Concentrations...	(A).	(A).	(A).	(I).	(I).	(I).	(I).
0,001 M......	6,6	17,5	2,8	–	9	17,5	54
0,002 M......	10,2	35	–	24	13,2	59	65
0,01 M.......	22,3	60	–	33	15,7	88,7	–

(A), activation % ; (I), inhibition %.

Avec le glutathion, on observe une inhibition partielle pour les concentrations inférieures à 0,002 M et ensuite une activation (33 % pour une teneur en tripeptide de 0,02 M).

L'urée aux fortes concentrations est inhibitrice (70 % d'inhibition avec l'urée 1 M).

La teneur en guanidinase des mycéliums varie avec le temps de culture; faible dans les mycéliums jeunes, cette teneur croît jusqu'au quatrième jour et décroît ensuite (courbe I).

(1) A. KOSSOWICZ, *Biochem. Z.*, **67**, 1914, p. 400-419.
(2) *Biochem. Z.*, **231**, 1931, p. 67-78.
(3) *Biochem. Z.*, **275**, 1934, p. 97-105.
(4) A. TOUZE, *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 1076.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Actions comparées de l'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique, en pulvérisations et en aérosols, sur la courbure épinastique de l'hypocotyle de* Lupinus albus *L.* Note de M. **MARCEL CHAVAROC**, présentée par M. Raoul Combes.

Le traitement des plantes par aérosols constitue une méthode d'expérimentation extrêmement efficace et qui semble convenir notamment à l'utilisation de produits très actifs, tels que l'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique.

Dans une Note précédente (2) nous avons montré l'action du sel de sodium de l'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique (2.4-D) expérimenté en

aérosols, sur des plantules de Lupin. Des courbures épinastiques très prononcées de l'hypocotyle ont été observées. Les calculs de probabilités appliqués aux résultats (*t* de Fischer) nous ont permis de considérer que l'effet de ces aérosols était hautement significatif pour une concentration de 10^{-3} en 2.4-D (1 g de produit actif pur par litre d'eau distillée), au quatrième jour après traitement ($t = 10,5$ pour une limite de signification de 2,021, un seuil de 0,05 et 40° indépendants). Nous avons répété l'expérience en utilisant le 2.4-D en pulvérisations et les résultats ont été étudiés de façon analogue.

Il a été prévu deux lots de 22 plantules germées en étuve, à l'obscurité, à 25° C. L'un des lots a été traité par pulvérisation de 10 ml d'une solution aqueuse de 2.4-D à 10^{-3}; l'autre a reçu, sous la même forme, une égale quantité d'eau distillée. L'influence du produit utilisé se traduit aussi, dans ce cas, par une courbure épinastique anormale, très intense, de l'hypocotyle. Cette action est résumée dans le tableau ci-dessous :

	Moyennes des courbures en degrés.	
Dates des observations.	Témoins.	Traités.
Jour 0 (jour du traitement).............	28°	30°
» 1 (24 h après traitement)...........	28	83
» 2 (48 h après traitement)...........	33	100
» 4...............................	28	112

L'application des calculs de probabilité (*t* de Fischer) nous montre que les variations des témoins ne sont pas significatives. Celles des plantes traitées, par contre, le sont hautement, et ceci à partir du premier jour qui suit le traitement ($t = 8,81$ pour une limite de signification de 2,021, un seuil de 0,05 et 42° indépendants).

La comparaison des deux méthodes d'application du 2.4-D sur le même matériel, dans des conditions identiques (d'âge, de concentration, de quantité et de température), nous amène à formuler les remarques suivantes :

1° Les aérosols conduisent à un résultat final analogue à celui obtenu par pulvérisations (moyennes des courbures : 120° dans le premier cas, 112° dans le second).

2° Le traitement par aérosols autorise une action « ménagée » du 2.4-D (la moyenne des courbures, au premier jour après traitement, est environ deux fois plus faible qu'après pulvérisations). Le dosage des aérosols est donc très facile et permet de suivre avec plus de détails les réactions de la plante traitée.

3° D'autre part, les calculs que nous avons pu effectuer sur les particules des aérosols expérimentés nous ont donné une base précise sur la quantité de produit actif mise à la disposition de la plante. Cela semble très difficile à prévoir dans le cas des pulvérisations.

4° En effet, l'application d'un produit par aérosols permet d'agir uniformément en tous points du végétal étudié. On peut aussi expérimenter sur une surface ou un organe déterminés de la plante et, par conséquent, avoir une idée plus exacte de l'action de la substance considérée.

Il nous semble légitime de conclure que les aérosols — utilisés surtout, jusqu'à présent, en thérapeutique médicale (³) et sur le plan industriel (⁴), (⁴) — constituent une méthode d'expérimentation précise en biologie et physiologie végétales, notamment dans le domaine de la tératologie expérimentale.

(1) A. P. Avy, *Les aérosols*, Paris, 1956.

(2) M. Chavaroc, *Comptes rendus et Belles Lettres de Montpellier*, séance du 11 juin 1956.

(3) L. Dautrebande, *L'aérosologie-Technique-Physiologie thérapeutique-Hygiène*, Paris, 1951.

(4) L. Demon, *Génie chimique*, 74, n° 4, 1955, p. 97-105.

PHYSIOLOGIE CELLULAIRE. — *Acide ascorbique et structure nucléaire chez le Haricot.* Note de M. **Maurice Hocquette** et Mlle **Jacqueline Rigaut**, présentée par M. Raoul Combes.

Des axes hypocotylés de haricot placés à l'obscurité et à 25°, sur du papier buvard imbibé d'eau distillée, peuvent vivre, en épuisant leurs réserves, pendant huit jours au maximum. Les axes qui ont supporté le jeûne et auxquels on fournit du saccharose continuent à vivre environ cinq jours de plus. L'addition d'acide β-indol-acétique à la solution glucidique raccourcit la survie. En revanche, l'acide ascorbique la prolonge et dans la mesure suivante : 12 jours après la fin du jeûne sur une solution d'acide ascorbique à 1 ‰, 15 à 18 jours sur une solution de saccharose à 5 % à laquelle on a ajouté 1 ‰ d'acide ascorbique, 10 jours seulement quand de l'acide β-indol-acétique est associé dans la proportion de 1 ‱ au saccharose et à l'acide ascorbique. Avec ce dernier, seul, en solution à 1 %, la vie ne continue que 6 jours, au plus, après la fin du jeûne.

L'acide ascorbique utilisé isolément à 1 ‰ maintient donc l'activité cellulaire au-delà des limites que normalement le jeûne assigne. La présence de saccharose accentue le phénomène. D'autre part, l'acide β-indol-acétique, auxine connue comme étant un antagoniste de l'acide ascorbique, en diminue l'influence; l'acide β-indol-acétique a d'ailleurs le même mode d'activité sur les axes en régénération glucidique en absence d'acide ascorbique.

Il a été précédemment montré (Maurice Hocquette et coll.) que la structure du noyau quiescent varie avec les conditions physiologiques : jeûne,

jeûne suivi d'une régénération cellulaire en présence de glucides avec ou sans acide β-indol-acétique. Non seulement le volume du noyau est modifié, mais encore les amas chromatiques diminuent ou augmentent de taille et de nombre. Le nucléole se réduit jusqu'à disparaître ou gonfle et bourgeonne. Les aspects nucléaires sont très nettement en relation avec le métabolisme des sucres et avec leur intervention dans les synthèses protidiques auxquelles participent les chromocentres dont le nombre et la taille traduisent, plus que les figures nucléolaires, l'intensité.

Nous avons étudié les modifications caryologiques au cours des diverses expériences effectuées avec l'acide ascorbique. Si nous évaluons l'activité physiologique cellulaire en raison de la charge plus ou moins importante des noyaux en chromocentres ou .équivalents de chromocentres, nous pouvons envisager ainsi l'action de l'acide ascorbique : seul, à 1 °/₀₀, il provoque une réactivation du métabolisme qui dure environ 8 jours puis l'effet s'efface progressivement; associé à des sucres (acide ascorbique 1 °/₀°, saccharose 5 %), son action est prolongée. L'acide β-indol-acétique ajouté au sucre et à l'acide ascorbique agit en accroissant cette nouvelle activité cellulaire, en l'exagérant — c'est la plus forte — et elle dure moins longtemps.

On sait que l'acide ascorbique joue un rôle important non seulement dans les phénomènes d'absorption et de rétention de l'eau en les diminuant mais aussi dans le métabolisme glucidique. Il intervient dans la polymérisation du glucose, dans l'utilisation des glucides par la cellule et ralentit leur destruction par inhibition des systèmes enzymatiques respiratoires. C'est en faisant appel à ses propriétés qu'on pourrait expliquer les résultats précédents. Il permettrait, à certaines concentrations, l'utilisation par la cellule des glucides restant à la fin du jeûne en faisant peut-être entrer dans le cycle nutritif des formes très polymérisées. L'acide β-indol-acétique contrebalancerait en partie cette action et accélérerait d'autre part les phénomènes vitaux par augmentation des échanges avec le milieu extérieur (changement de structure et augmentation de la perméabilité du cytoplasme ou de la membrane) et par accélération des mécanismes respiratoires.

Par cette série d'expériences nous apportons de nouveaux arguments à la participation, que nous envisageons depuis 1952, des amas chromatiques des noyaux quiescents aux synthèses protidiques. Les amas chromatiques auxquels nous avons reconnu ce rôle paraissent être maintenant interprétés par C. D. Darlington (1956) — ils pourraient au moins leur correspondre en partie — comme étant des groupes de très petits gènes, les polygènes, ayant une action moins compliquée et moins déterminée au point de vue génétique que les autres. « Dans le noyau quiescent ils portent une épaisse couche d'acide nucléique... ; en métaphase, ils peuvent

en être dépourvus... », et ainsi apparaît bien, comme nous l'avons mis en évidence (Maurice Hocquette) une spécificité de comportement de certains constituants nucléaires, notamment des hétérochromatines, dans les synthèses pendant les périodes de non-multiplication cellulaire.

(Institut de Botanique, Lille.)

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Configuration submicroscopique de la pellicule ectoplasmique (ou membrane cytoplasmique) de diverses cellules végétales.* Note (*) de M. **Roger Buvat** et Mme **Arlette Lance**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Le microscope électronique fournit des images de sections ultra-fines de cellules végétales où la pellicule ectoplasmique présente des invaginations profondes qui augmentent sa surface et permettent l'interpénétration du milieu extérieur liquide et du cytoplasme. L'aspect des figures évoque fortement les processus de pinocytose.

Au cours de recherches antérieures effectuées au microscope électronique, notre attention avait été attirée à plusieurs reprises par l'existence d'enclaves cytoplasmiques, voisines de la membrane pectocellulosique, ressemblant à de minuscules vacuoles, mais limitées par une pellicule plus contrastée. D'autre part, les préparations de tissus végétaux pour la microscopie électronique montrent généralement des décollements entre la membrane squelettique et la pellicule ectoplasmique, cette dernière présentant un profil plus ou moins festonné. Nous avons d'abord considéré cet aspect comme un artéfact, mais sa constance, notamment aux lieux où le cytoplasme semble le mieux fixé, l'observation de rapports entre les festons et les enclaves précitées, enfin la disposition des travées ergastoplasmiques voisines, nous ont conduits à étudier systématiquement ces structures. Nous résumerons ici les premiers résultats de ces recherches, qui ont utilisé quatre types de cellules : Cellules des ébauches foliaires d'*Elodea canadensis*, des points végétatifs de *Chrysanthemum segetum*, des racines de *Triticum sativum* et d'*Allium cepa*.

Tout d'abord, l'aspect plus dense, plus opaque aux électrons, de la surface limitante des enclaves qui ressemblent à de petites vacuoles (*fig.* 1 et 2), provient du fait que cette surface est constituée par une *double membrane*, dont les caractères paraissent identiques à ceux de la double membrane qui forme la pellicule ectoplasmique. Cette structure distingue les supposées vacuoles des véritables, qui sont des dilatations ergastoplasmiques (1) et n'ont qu'une membrane limitante simple, au moins lorsqu'elles sont jeunes et petites.

De plus, l'observation d'un grand nombre de cas nous a montré que ces enclaves sont en général, sinon toujours, reliées aux festons de la pellicule ectoplasmique (*fig.* 1, 4, 5 et 6). Elles représentent donc des sections fines de sinus formés par des invaginations de la surface du cyto-

plasme. La longueur de ces invaginations est variable, elle paraît le plus souvent inférieure au micron mais elle approche parfois de cette dimension (*fig.* 6).

La base de ces sinus est plus ou moins étranglée, ce qui pose des questions qui nous semblent fort importantes. Il est en effet nécessaire de savoir si ces invaginations sont susceptibles de se séparer de la pellicule ectoplasmique et de s'isoler ainsi dans le cytoplasme. L'expérimentation doit évidemment venir à l'aide de la microscopie électronique, pour démontrer ce qu'il en est.

Toutefois, les figures observées sont très suggestives d'un tel isolement (*fig.* 1, 5 et 6). Elles évoquent un curieux processus, découvert par Lewis ([2]) en Cytologie animale chez les macrophages, au moyen de la microcinématographie, et retrouvé notamment par Chèvremont et Frédéric (film en contraste de phase, 1953). Ce phénomène, connu sous le terme de « pinocytose », consiste en l'absorption de gouttelettes liquides par invagination de la membrane plasmique. Ces gouttelettes cheminent dans le cytoplasme et s'y résorbent dans le voisinage du noyau. La pinocytose a été également observée au cours de la croissance *in vitro* de neurites [Godina, 1955 ([3])] et de cellules cancéreuses. [Lewis ([4]) Gey et coll. ([5])].

Il nous est encore impossible d'affirmer que les observations présentées dans cette Note constituent un processus semblable, mais il est certain que, par ces invaginations, les substances dissoutes qui cheminent dans les membranes pectocellulosiques peuvent pénétrer, relativement loin de cette membrane, dans la masse du cytoplasme.

Le moindre rôle qu'on puisse actuellement attribuer à ces sinus est d'augmenter la surface d'absorption de la cellule, mais il n'est pas exclu qu'ils aient un rôle dans les faits de « perméabilité sélective ». Il est probable en effet que, dans ces canalicules, se produisent des variations de grande ampleur de la concentration des substances dissoutes.

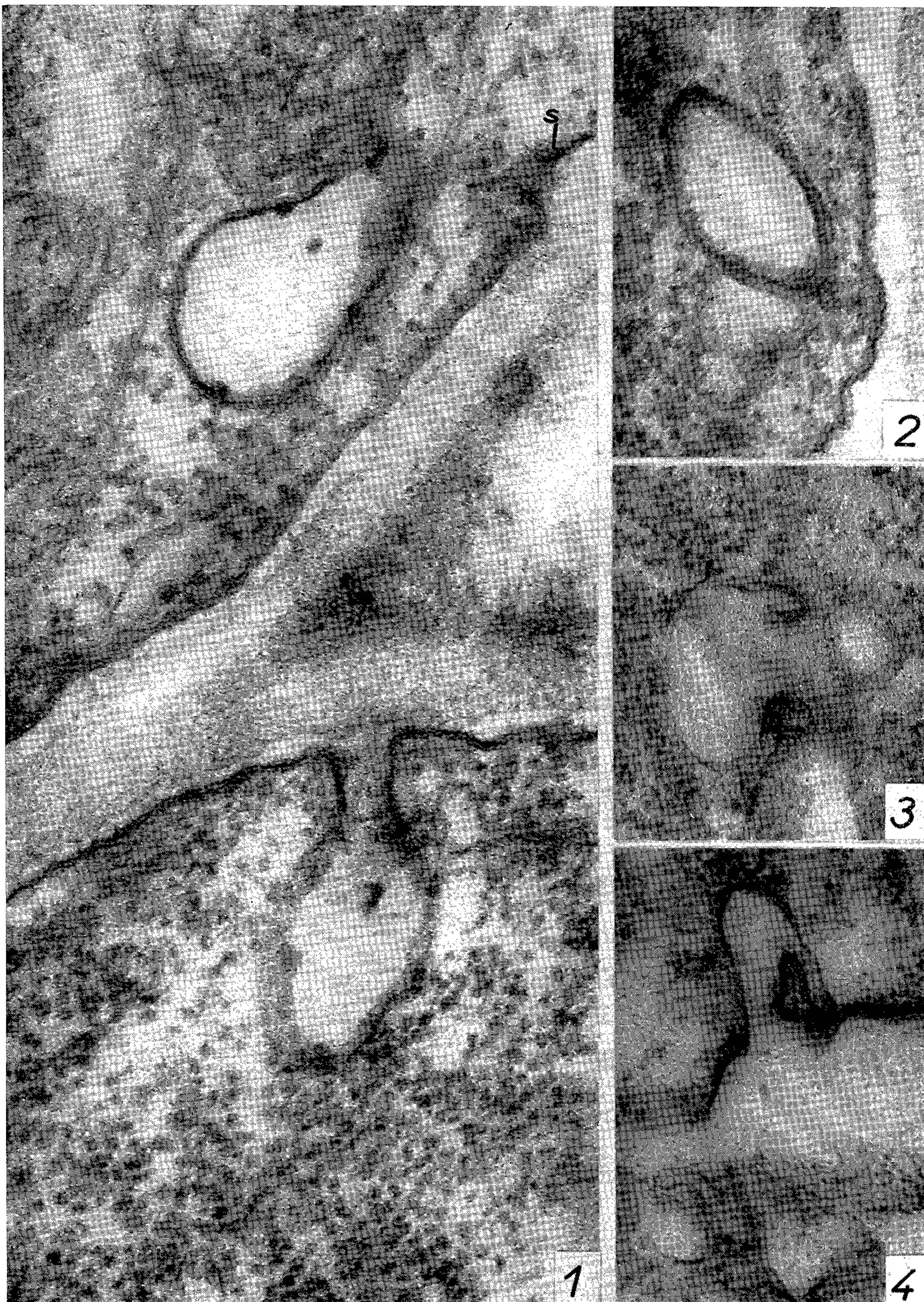
En effet, diverses observations nous font penser qu'ils ne confluent pas avec les vraies vacuoles, mais se réduisent plutôt dans le cytoplasme, où l'on en trouve des vestiges très petits (*fig.* 5, *s*).

Remarquons en terminant que les exemples choisis concernent un organe aquatique, deux organes souterrains qui, physiologiquement, peuvent aussi être considérés comme aquatiques, et un organe aérien. Le phénomène décrit ne dépend donc pas de la nature du milieu où vit l'organe, mais représente un mécanisme cellulaire plus général.

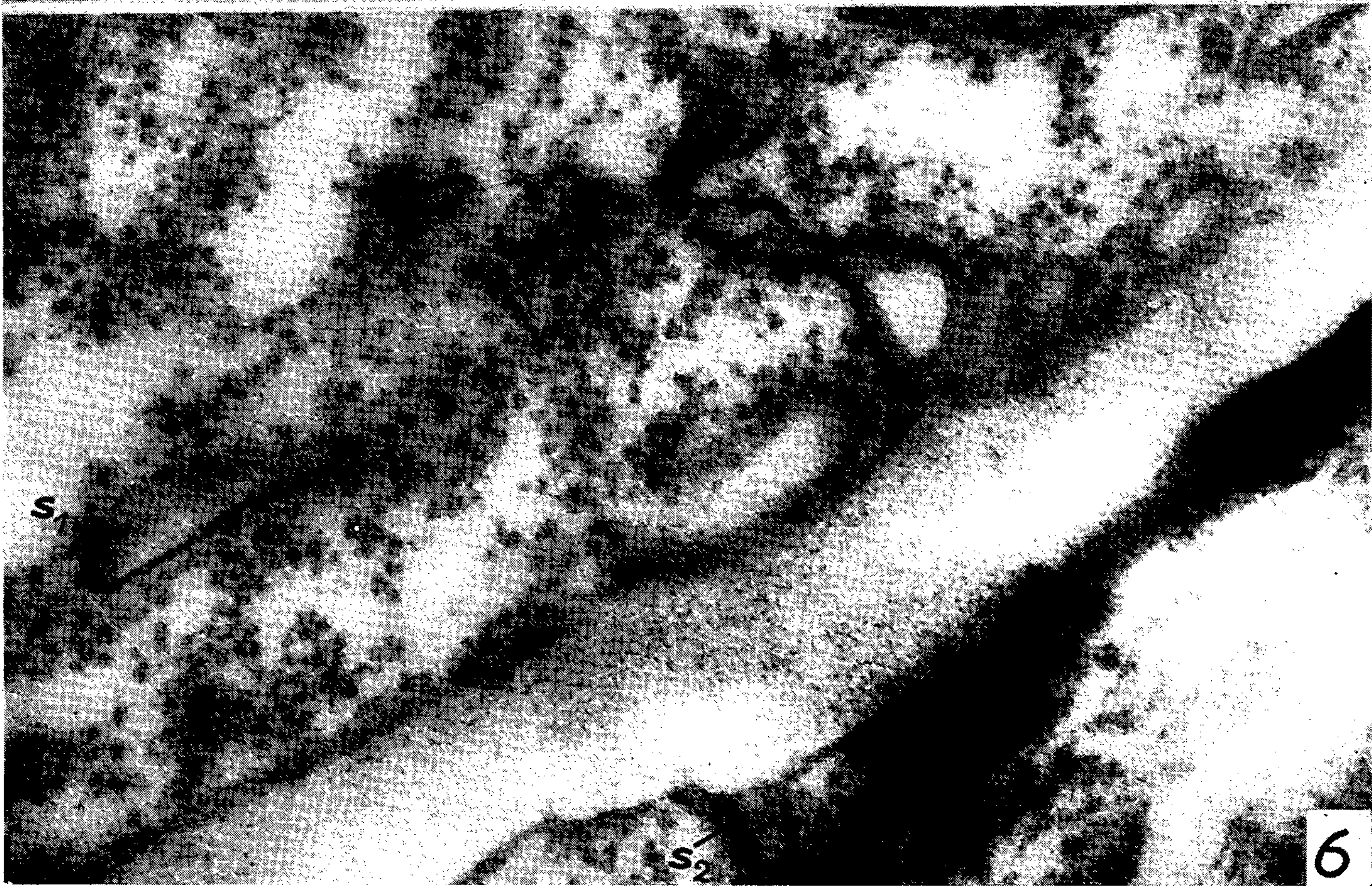
EXPLICATION DES FIGURES.

Fixation : acide osmique tamponné à pH 7,5.

Fig. 1. — *Elodea canadensis*. Cellules d'ébauche foliaire. La membrane pectocellulosique, visible au milieu de la figure, est tapissée de part et d'autre par les pellicules ectoplas-


s
1
2
3
4


s
5


s1
s2
6

miques, constituées de deux membranes fines distantes d'environ 70 Å. La pellicule inférieure forme une évidente invagination. Dans la cellule supérieure, un semblable sinus se profile en une sorte de vacuole limitée par une membrane double, mais on soupçonne, en *s*, la base de l'invagination, contre la membrane squelettique (× 115 000 environ).

Fig. 2. — *Elodea canadensis*. Autre profil d'invagination séparé, sur la section fine, de la pellicule ectoplasmique (× 115 000 environ).

Fig. 3 et 4. — Deux exemples de sinus ectoplasmiques empruntés respectivement aux racines de Blé (*fig.* 3) et d'Oignon (*fig.* 4) (× 115 000 environ).

Fig. 5. — *Elodea canadensis*. Deux invaginations montrant la membrane double et l'étranglement basilaire, suggestif de leur isolement possible. Un profil très petit, séparé de la pellicule ectoplasmique, mais à membrane également double, se voit en *s* (× 75 000 environ).

Fig. 6. — *Elodea canadensis*. Sinus allongé et sinueux, si bien que la section fine le fragmente. Un autre fragment isolé se trouve en s_1, et l'entrée d'un troisième sinus est visible en s_2. Ces aspects illustrent l'interpénétration du milieu, extérieur aux cellules, et du cytoplasme (× 75 000 environ).

(*) Séance du 25 novembre 1957.

(1) *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 350.

(2) *Bull. Johns Hopk. Hosp.*, **49**, 1931, p. 17-27.

(3) *Zeit. f. Zellforsch und Mik. Anat.*, **42**, 1955, p. 77-93.

(4) *Amer. J. Cancer*, **29**, 1937, p. 666-679.

(5) *Symposium : Fine structure of Cells*, Leiden, 1954.

(*Laboratoire de Botanique de l'École normale supérieure.*)

BLASTOGÉNIE DESCRIPTIVE. — *Sur une interprétation nouvelle de l'embryon des Graminées. La nature adventive des racines séminales.* Note de M. **Henri Jacques-Félix**, présentée par M. René Souèges.

L'insertion profonde des racines séminales sur le nœud de l'hypocotyle, leur pluralité fréquente ainsi que l'existence possible d'une assise pilifère sur la coléorhize, autorisent à considérer les racines séminales comme adventives et la coléorhize comme l'écorce de la radicule embryonnaire dégradée.

Dans une Note antérieure (1) j'ai avancé que les racines séminales avaient un caractère secondaire. Je précise ici ce dernier point en m'appuyant sur deux ordres de faits : *a.* morphogenèse de ces racines; *b.* présence d'une assise pilifère sur la « coléorhize ».

1° *Morphogenèse des racines séminales.* — En même temps que L. Cl. Richard, 1808 et 1811 (2), propose les termes d'Exorhizes et d'Endorhizes pour remplacer respectivement ceux de Dicotylédones et de Monocotylédones, il considère, non sans paradoxe, que la radicule des Endorhizes constitue bien toute la partie inférieure de l'embryon et il précise : « J'ai appelé radicelle primaire, celle qui sort du sommet de la radicule ».

Ph. Van Tieghem et H. Douliot, 1888 ([3]) ne reconnaissent l'endogénie que dans certaines feuilles de Monocotylédones et l'attribuent par contre aux Tropéolacées et Nyctagacées parmi les Dicotylédones. C. L. Gatin, 1906 ([4]) affirme que chez les Palmiers « les radicules de tous les embryons étudiés possèdent une gaine radiculaire ». Plus récemment, les auteurs qui ont suivi l'ontogenèse de la radicule ont rarement cherché une explication de l'endogénie. Ingrid Roth, 1957 ([5]) s'en tient à l'opinion classique selon laquelle la coléorhize est un organe de protection produit par l'hypocotyle. Par contre, les interprétations de G. D. Pachkov, 1951 ([6]) sont telles que mes propres déductions, obtenues séparément d'après les faits observés, s'y conforment exactement.

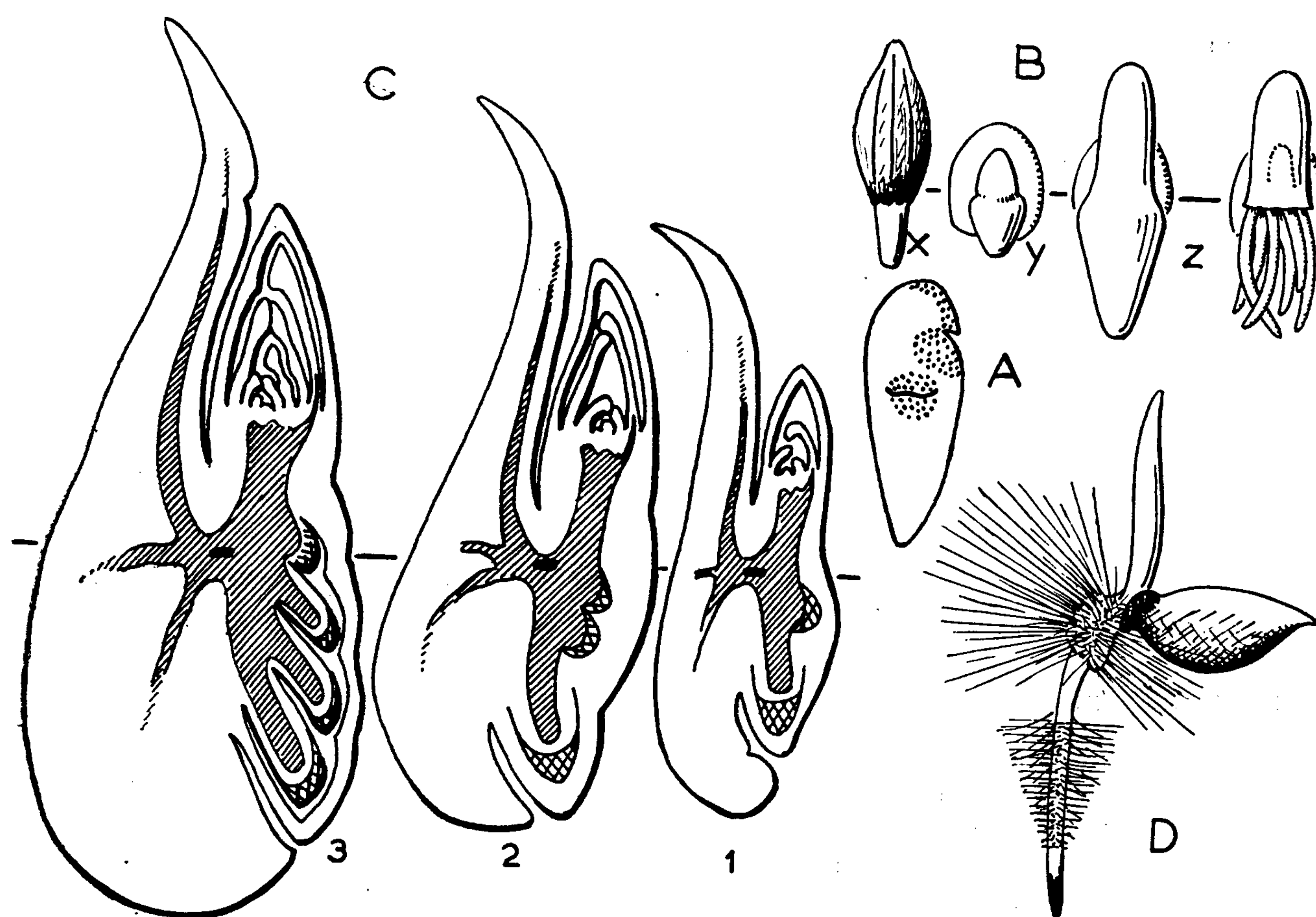


Fig. 1. — A. Embryon de *Triticum dicoccum* montrant le point de naissance de la racine séminale [d'après I. Roth ([5])]. — B. *Hordeum sativum* : *y*, embryon avant germination; *x*, germination montrant l'allongement de la coléorhize (× 2); *z*, même embryon que *x* (× 4) avec et sans la coléorhize. — C. Embryons du *Coix Lacryma Jobi* à trois stades montrant l'allongement de l'hypocotyle (× 16). — D. Germination de *Phalaris canariensis* montrant les poils absorbants de la coléorhize et de la racine séminale (× 6,6).

Chez les embryons polyrhizes, ceux de *Triticum* par exemple, l'embryon mûr montre, en plus d'une racine bien développée et libérée sur toute sa périphérie de la coléorhize, deux ébauches latérales insérées sur le nœud embryonnaire. En fait, l'examen des premières étapes de l'ontogenèse montre que cette première racine ne procède pas d'une différen-

ciation *a posteriori* de ses tissus mais que, née elle aussi de l'activité d'une zone méristématique située immédiatement sous le nœud embryonnaire (*fig.* 1 A), sa différenciation et sa libération du parenchyme cortical, qui devient la coléorhize, se déroulent consécutivement à son propre allongement. Déjà, pour Ph. Van Tieghem et H. Douliot (3) l'ontogénie de la racine terminale est identique à celle des racines latérales et des radicelles; ils ajoutent « qu'il est probable que la racine terminale naît de la calotte péricyclique qui termine le cylindre central à la base de la tige ». Chez l'*Hordeum sativum* (*fig.* 1 B), l'embryon présente à maturité quatre à huit racines séminales sensiblement équivalentes insérées en couronne sur le nœud embryonnaire. L'embryon du *Coix Lacryma Jobi* (*fig.* 1 C) montre que l'allongement de la « radicule » est dû, en grande partie, à la zone méristématique basale. En effet, après que la racine primaire se soit ébauchée à proximité du nœud embryonnaire, l'activité de cette zone hypocotylée y laisse successivement place pour l'ébauche de trois ou quatre racines superposées qui s'individualisent et se libèrent progressivement de la coléorhize.

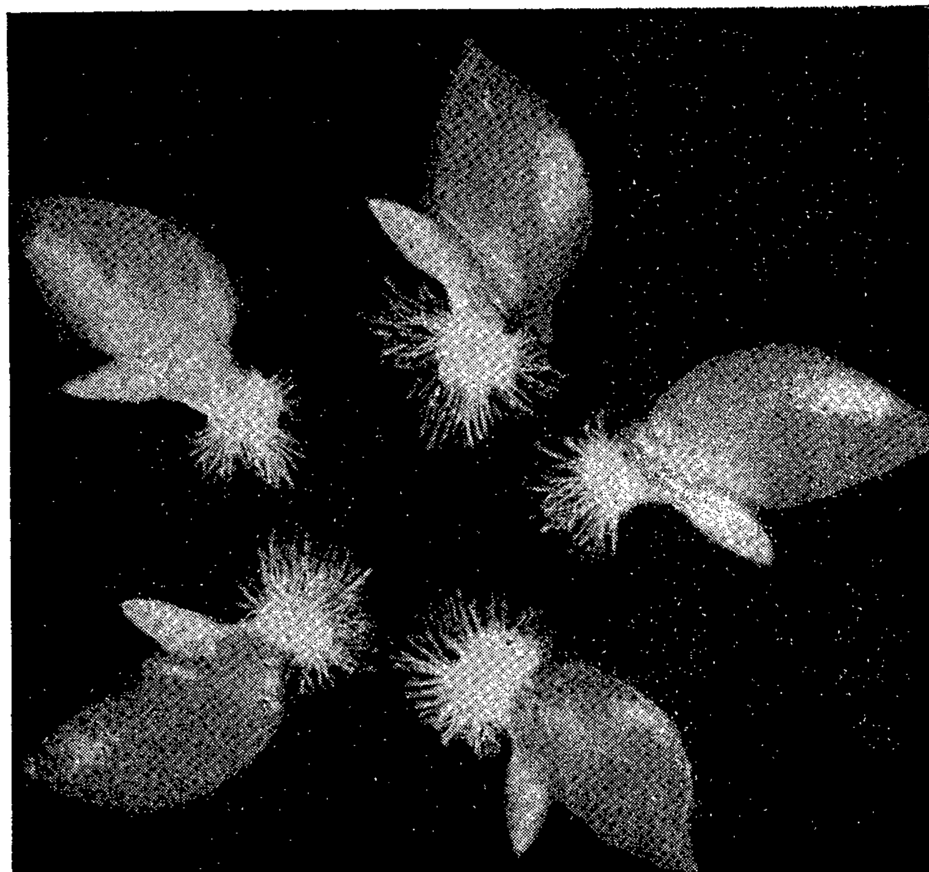


Fig. 2. — Germinations de *Phalaris canariensis* montrant les poils absorbants des coléorhizes.

Ces premiers faits inclinent déjà à considérer que ces racines séminales ont une origine secondaire, qu'elle ne constituent pas la radicule vraie et que par leur naissance sur l'hypocotyle elles sont de nature adventive.

2° *Présence d'une assise pilifère sur la coléorhize.* — La précédente opinion trouve une confirmation solide dans l'existence de radicules embryonnaires (racine séminale + coléorhize) ayant conservé une velléité fonctionnelle. La présence de poils absorbants sur la coléorhize a déjà été signalée à

plusieurs reprises : G. Haberlandt, 1886 [7], M. Nishimura, 1922 [8], R. J. D. Graham, 1927 [9], W. O. Howarth, 1927 [10]. Ces premiers observateurs ont bien admis le rôle physiologique de ces poils, mais ce n'est que G. D. Pachkov, 1951 [6], qui en a déduit la signification réelle de la coléorhize. C'est l'observation de cette particularité très flagrante chez le *Phalaris canariensis* (*fig.* 1 D et 2) qui m'a amené, conjointement avec les cas de pluralité des racines séminales et leur naissance profonde sur le nœud embryonnaire, à interpréter l'endogénie comme résultant d'une dégradation de la radicule embryonnaire vraie (étage *n* de Souèges) et de sa substitution par des racines adventives.

P. A. Baranov, E. A. Baranova et N. N. Polunina, 1955 [11] ont signalé chez quelques *Eucalyptus* l'existence d'une coléorhize pilifère; mais ce fait a peu de rapport avec l'endogénie des Graminées.

3° *Conclusions.* — La présente notion d'une « coléorhize », radicule embryonnaire évolutivement dégradée livrant passage à des membres (radiculaires) endogènes selon le processus normal, s'oppose fondamentalement à la notion finaliste d'une coléorhize spécialement élaborée pour protéger la radicule. Ainsi notre conception est entièrement renouvelée : première étape du sporophyte l'embryon des Graminées est strictement limité à un rôle trophique; inapte à la croissance, il ne peut se développer dans l'étape suivante du blastophyte que par croissance d'un bourgeon latéral et de racines adventives sur le nœud de l'hypocotyle, seul point végétatif de son axe.

(1) *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 1260.
(2) *Ann. Mus.*, **17**, 1811, p. 223-251 et 442-487.
(3) *Ann. Sc. nat. Bot.*, 7e série, **8**, 1888, p. 1-661.
(4) *Ann. Sc. nat. Bot.*, 9e série, **3**, 1906, p. 190-315.
(5) *Flora*, **144**, 1957, p. 153-212.
(6) *Rev. bot. U.R.S.S.*, **36**, 1951, p. 597-606.
(7) *Jahrb. für wissensch. Bot.*, **17**, 1886.
(8) *Jap. J. Bot.*, **1**, 1922-1923, p. 55-85.
(9) *Trans. and Proc. Bot. Soc. Edinburgh*, **29**, 1927, p. 349-351.
(10) *New Phyt.*, **26**, 1927, p. 46-57.
(11) *Rev. bot. U.R.S.S.*, **40**, 1955, p. 99-102.

(*Office de la Recherche Scientifique et Technique Outre-Mer, C. T. A. T., Nogent-sur-Marne.*)

MORPHOLOGIE VÉGÉTALE. — *Développement de l'embryon du* Pinus Laricio (*var.* austriaca) : *résultats généraux de l'analyse cytologique.* Note (*) de M. **Henri Camefort**, présentée par M. Lucien Plantefol.

A partir de l'élongation du suspenseur et jusqu'à l'apparition d'une structure dans l'embryon on distingue : 1° une phase de croissance lente de l'embryon, avec résorption des inclusions paraplasmiques; 2° une phase de croissance active de l'embryon qui demeure homogène; 3° le début de l'organisation marqué par la différenciation de deux zones appauvries en acides nucléiques (ADRN et ARN).

Le proembryon cellulaire du *Pinus Laricio* (var. *austriaca*) comprend au pôle basal de l'oosphère fécondée quatre quadrants de cellules superposées. L'élongation des quatre suspenseurs primaires individualise au sein de la cavité endospermienne quatre « cellules embryonnaires » dont une seule donnera l'embryon généralement unique de la graine. La « cellule embryonnaire », puis le jeune embryon encore indifférencié ajoutent régulièrement au suspenseur primaire des cellules très vacuolaires qui forment le suspenseur secondaire. Ne seront présentés, dans cette Note préliminaire, que les résultats généraux de l'analyse cytologique des embryons à divers moments de leur développement, sans aucune référence à l'évolution des suspenseurs primaire et secondaire. Cette analyse permet de distinguer dans le développement embryonnaire du *P. Laricio*, les phases suivantes :

1. *Première phase* ou *phase de résorption des inclusions paraplasmiques* (durée : 3 semaines environ). — Cette phase intéresse la « cellule embryonnaire » et les très jeunes embryons (jusqu'à 90 μ de long sur 75 μ de large) dont l'organisation cellulaire est dominée par les trois faits suivants :

1° L'abondance des inclusions paraplasmiques telles que grains d'amidon, inclusions lipidiques, et surtout nombreuses vacuoles sphériques riches en substances protidiques conservées par les fixateurs mitochondriaux;

2° L'existence d'un chondriome formé à peu près exclusivement de longs chondriocontes épaissis et souvent ramifiés;

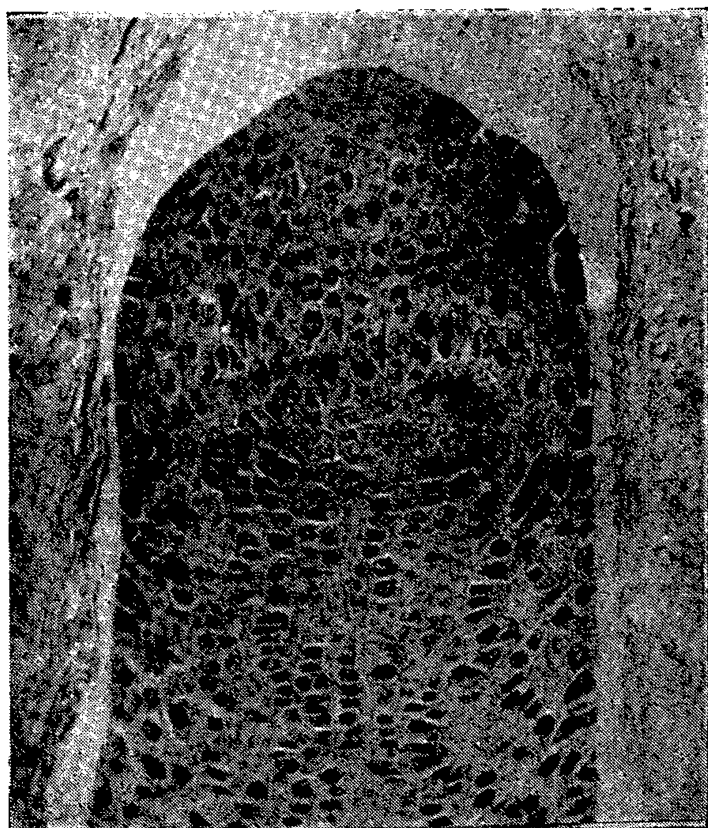
3° Une intense basophilie du cytoplasme causée par la richesse des cellules en acide ribonucléique (test de Brachet).

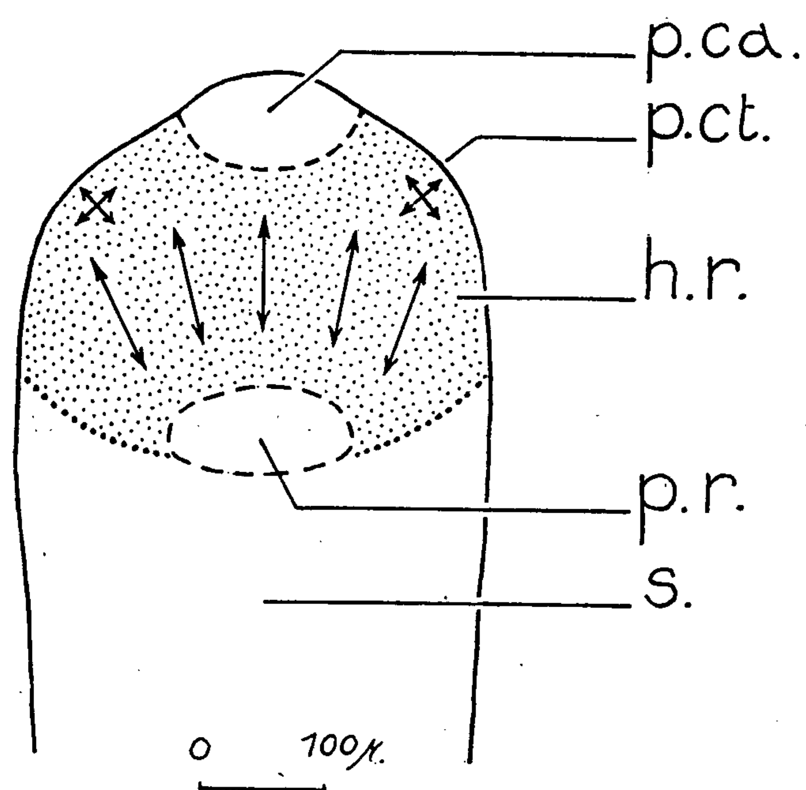
Buchholz (1946) indique chez le *P. ponderosa* ([1]) une croissance très lente de l'embryon pendant la première phase de son développement. Il en est de même chez le *P. Laricio* pour lequel on peut préciser que cette lenteur de la croissance est associée à une abondance du paraplasme cellulaire. Les inclusions paraplasmiques sont néanmoins progressivement résorbées et, parallèlement à leur départ, on remarque une transformation très nette du chondriome : les longs chondriocontes évoluent en éléments beaucoup plus courts et en nombreuses mitochondries.

2. *Deuxième phase* ou *phase de croissance active de l'embryon indifférencié* (durée : 15 jours environ). — Cette phase est marquée par une croissance très active de l'embryon dont les dimensions sont multipliées par 4, environ, pendant ce temps. Prolongeant le suspenseur, l'embryon est une masse subsphérique parfaitement *homogène*. Les mitoses qui sont fréquentes, sont également distribuées dans sa masse et toutes ses cellules, quelle que soit leur position dans l'embryon, montrent des structures identiques, correspondant à celle des cellules méristématiques classiques : chondriome abondant et pulvérulent, plastes rares et peu différenciés, vacuoles peu développées, cytoplasme très basophile, riche en acide ribonucléique.

Au cours de cette phase, l'embryon accroît son volume par une prolifération active de toutes ses cellules sans qu'une modification cytologique intéressant soit la totalité, soit une partie de l'embryon, n'intervienne. Sa croissance est donc uniformément répartie dans sa masse et son homogénéité cytologique est maintenue.

3. *Troisième phase : la différenciation de l'embryon* (figure). — Cette phase est très brève puisqu'elle est seulement définie par l'apparition d'une structure qui se développera ultérieurement. La première manifestation d'une structure dans l'embryon jusqu'alors homogène, est une *différenciation* de deux territoires situés aux deux pôles, caulinaire et radiculaire, de cet embryon. On voit, en effet, au pôle de l'embryon opposé au suspenseur (pôle caulinaire), une masse de 12 cellules environ (sur les coupes) cesser de proliférer, tandis que leurs noyaux ne sont plus que faiblement Feulgen-positifs [diminution de la teneur en acides désoxyribonucléiques (ADRN)]. De même leur cytoplasme, après application du test de Brachet, se révèle très pauvre en acides ribonucléiques (ARN). Par contre, leur chondriome et leur appareil vacuolaire ne sont pas modifiés et restent comparables à ceux des cellules voisines demeurées actives.





Embryon du *Pinus Laricio* venant de différencier ses deux pôles caulinaire et radiculaire (les flèches indiquent l'orientation des mitoses).
P. Ca., pôle caulinaire; P. R., pôle radiculaire; P. Ct., primordium cotylédonaire; H. R., hypocotyle et radicule; S., suspenseur.

Simultanément, au pôle opposé de l'embryon, une masse de 15 cellules environ (sur les coupes) subit la même évolution : ralentissement des mitoses, diminution substantielle des teneurs en ADRN et ARN. Ce dernier territoire cellulaire, qui est le pôle radiculaire de l'embryon, est entièrement recouvert par le suspenseur (différenciation endogène).

4. *Quatrième phase : croissance de l'embryon différencié.* — Les deux zones différenciées mises à part, le reste de l'embryon présente des cellules dont l'activité mitotique et la charge en acides nucléiques restent ce qu'elles étaient dans l'embryon indifférencié. Ces cellules vont, en proliférant, achever la différenciation de l'embryon et assurer sa croissance. On peut, d'après leur structure et la nature des organes qu'elles produisent, les séparer en deux groupes :

1° Celles qui sont situées autour de la zone différenciée du pôle caulinaire constituent un anneau de cellules isodiamétriques demeurant très méristématiques. Elles donnent naissance aux primordiums des cotylédons dont l'initiation est d'ailleurs contemporaine de la différenciation des deux pôles embryonnaires (une telle disposition, liée à la formation des cotylédons, ne s'observe pas, évidemment, autour du pôle radiculaire);

2° Celles qui sont situées entre les deux zones différenciées s'allongent et se vacuolisent légèrement. Leurs divisions essentiellement orientées suivant l'axe de l'embryon, formeront l'hypocotyle et la radicule de l'embryon.

Pour conclure, un fait sera souligné : *les deux pôles relativement inertes qui marquent le début de la différenciation de l'embryon, correspondent aux « initiales » de la tige et de la racine des anciens auteurs. Tout comme l'étude des points végétatifs caulinaires des végétaux développés, l'analyse cytologique des embryons du* Pinus Laricio *infirme la notion de cellules « initiales » actives.*

(*) Séance du 25 novembre 1957.

(1) J. T. BUCHHOLZ, *Bot. Gaz.*, 108, 1946, p. 232 et 244.

(*Laboratoire de Botanique de la Sorbonne.*)

PÉDOLOGIE. — *Sur le pouvoir réducteur des extraits de quelques litières forestières. Litières non décomposées.* Note de M. **PAUL LOSSAINT**, présentée par M. Raoul Combes.

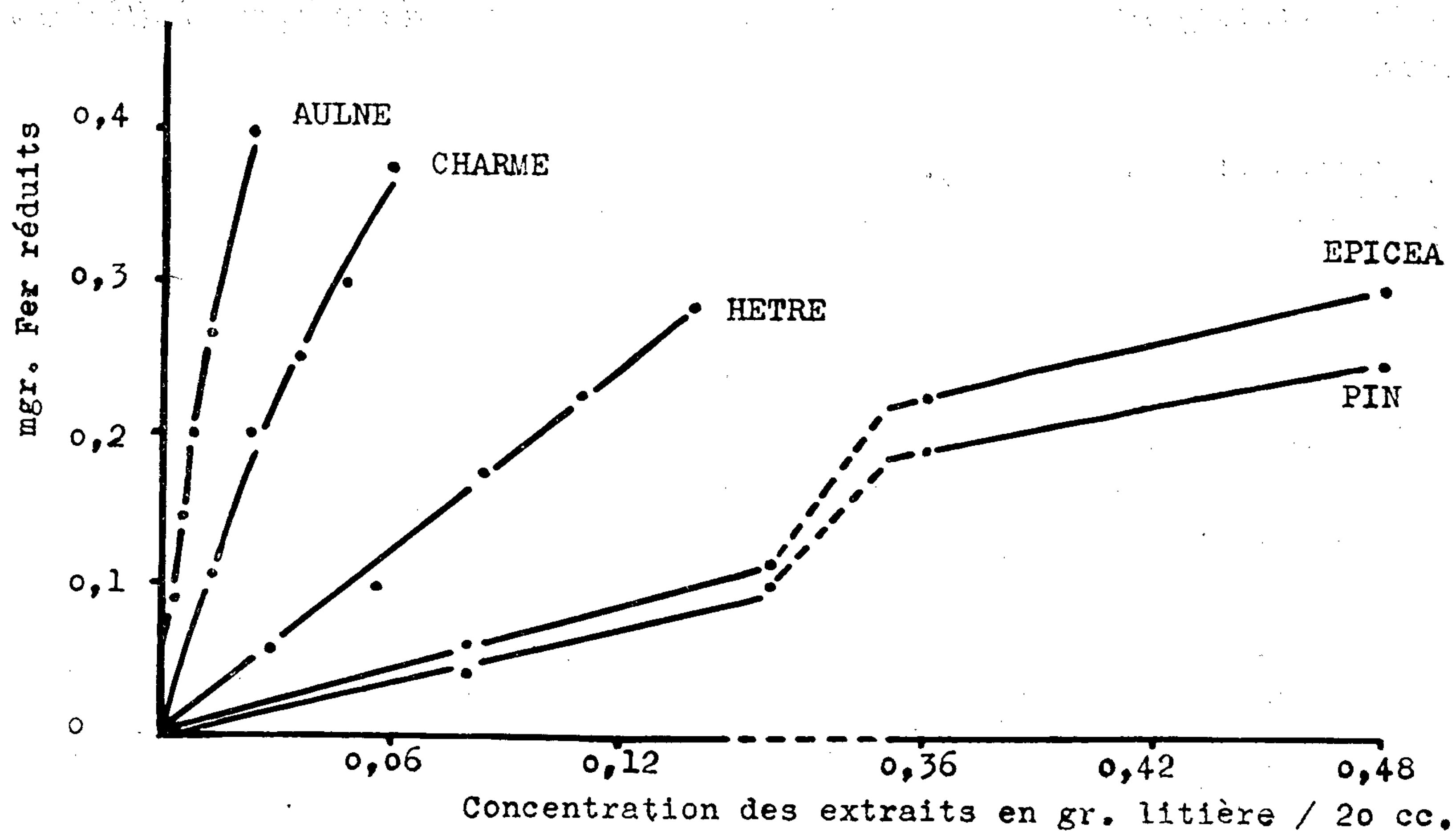
Les extraits aqueux de cinq litières forestières sont étudiés au point de vue de leur pouvoir réducteur vis-à-vis du fer par une méthode colorimétrique. L'Aulne et le Charme ont une capacité réductrice beaucoup plus importante que le Pin et l'Épicéa. Les propriétés du Hêtre sont plus proches de ces deux dernières espèces que du reste des feuillus.

Nous avons montré récemment (1) que les litières forestières étaient capables de solubiliser et de faire migrer les sesquioxydes de fer d'un sol et que cette action était très variable selon les litières utilisées. On sait que les composés du fer sont plus mobiles à l'état ferreux qu'à l'état

ferrique. Aussi avons-nous recherché et mis au point une méthode pour évaluer le pouvoir réducteur des extraits de feuilles mortes vis-à-vis du fer.

Des quantités croissantes de fer ferrique sous forme d'une solution acide de sulfate ammoniacal (pH 2,5) sont mises en présence d'extraits de litière d'une concentration donnée, dans une série de fioles jaugées. Après 48 h de contact on étudie la réactivité des ions Fe^{+++} vis-à-vis du sulfocyanure de K; selon le rapport extrait/fer utilisé, une fraction plus ou moins grande de ce dernier ne réagit plus avec ce réactif. Des mesures colorimétriques à l'*o*-phénanthroline ou au 2.2'-dipyridyle montrent que la fraction ne réagissant plus au sulfocyanure correspond au fer ferrique réduit à l'état ferreux. En effet, la somme Fe^{++} et Fe^{+++} trouvée en fin d'expérience est égale avec une marge d'erreur de $\pm 3\%$ à la quantité de Fe^{+++} ajoutée initialement. La colorimétrie du complexe thiocyanique en présence de matière organique ne présente pas de difficulté. Il n'en est pas de même avec le complexe rouge obtenu avec l'*o*-phénanthroline.

En effet, au fur et à mesure de sa formation, l'équilibre $Fe^{+++} \rightleftharpoons Fe^{++}$ se trouve déplacé vers la droite; il y a création de Fe^{++} au détriment de Fe^{+++} avec oxydation concomitante de la matière organique de l'extrait, comme l'a signalé Schnitzer ([2]). L'expérience a montré qu'il fallait, dans le cas présent, effectuer les mesures après 8-10 mn de contact.



La méthode décrite ci-dessus nous a permis de tracer les courbes de réduction du fer en fonction de la concentration des extraits de cinq litières différentes. On voit qu'il n'y a de relation linéaire entre ces deux facteurs que pour le Hêtre. Aussi avons-nous choisi arbitrairement, pour exprimer

quantitativement le pouvoir réducteur des litières, le niveau 0,1 mg de fer (*voir* courbes) et adopté deux modes d'expression : calcul de la quantité de fer réduite par 100 g de litière et rapport exprimant la quantité de litière minimum pour obtenir une réduction totale (*voir* tableau).

	Alnus glutinosa.	*Carpinus betulus.*	*Fagus silv.*	*Picea excelsa.*	*Pinus silv.*
Grammes de fer réduits par 100 g de litière	2,77	0,93	0,18	0,069	0,057
Seuil de réduction totale (*)	36/1	109/1	560/1	1450/1	1761/1
Grammes de fer réduits par gramme de matière hydrosoluble	0,142	0,079	0,03	0,0145	0,0143
Seuil de réduction totale (**)	7/1	13/1	33/1	69/1	70/1

(*) Rapport litière/fer minimum permettant la réduction totale.
(**) Rapport matière hydrosoluble/fer minimum permettant la réduction totale.

Les résultats montrent que les extraits de litières sont capables de réduire des quantités appréciables de fer. Ce sont l'Aulne et le Charme qui possèdent le pouvoir réducteur le plus prononcé, alors que les deux résineux ont une activité réductrice d'environ 15 à 45 fois moins importante. La capacité réductrice du Hêtre est plus proche des résineux que des feuillus.

Ces différences dans le comportement des extraits de litières ne sont pas dues uniquement aux teneurs différentes des litières en substances hydrosolubles, mais aussi aux propriétés intrinsèques de ces dernières. En effet, si l'on exprime les résultats en fer réduit par gramme de substance hydrosoluble, les différences entre les espèces subsistent, quoique moins prononcées (*voir* tableau).

(1) P. Lossaint, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1052.
(2) M. Schnitzer et W. A. Delong, *Canad. J. Agric. Science*, 34, 1952.

PHYSIOLOGIE. — *L'action des sels organiques de calcium sur la sensibilité de l'intestin isolé de Cobaye à l'histamine.* Note de MM. **Guillaume Valette** et **Hector Huidobro**, présentée par M. René Fabre.

Divers sels organiques de calcium introduits en quantité équimoléculaire à la place du chlorure de calcium dans le liquide de Tyrode n'entraînent aucune modification de la sensibilité de l'iléon isolé de Cobaye à l'histamine tandis qu'à des concentrations plus fortes ces sels provoquent une très nette amplification de la contraction histaminique, contrairement à ce qui se passe dans le cas du chlorure de calcium.

Les résultats qui ont été exposés dans deux précédentes Notes par l'un de nous avec C. E. Calderon (1) concernant l'effet de la teneur du régime alimentaire en calcium sur la sensibilité du Cobaye à l'histamine, nous

ont conduits à étudier avec Y. Cohen et H. Huidobro l'influence d'agents complexants du calcium, tels que le sel de sodium de l'acide éthylène-diamine-tétra-acétique (E. D. T. A. Na_2) sur la sensibilité des organes isolés à l'égard de divers agents pharmacodynamiques [2] et nous avons été frappés de constater que la sensibilité à l'histamine de l'iléon de cobaye, très diminuée en l'absence de calcium, réapparaît progressivement lorsque le liquide nutritif est additionné de quantités croissantes de complexonate de calcium jusqu'à atteindre la dose de 380 mg/l, qui correspond au taux en calcium du liquide de Tyrode normal. Ce fait tend donc à démontrer que le calcium à l'état non ionisé est parfaitement utilisable par certains organes isolés. De plus, nous avons observé que ce complexonate de calcium introduit en excès et jusqu'à trois fois le taux en calcium du liquide de Tyrode normal, accroît nettement la sensibilité de l'iléon de cobaye à l'histamine, alors qu'un très faible excès de chlorure de calcium diminue au contraire cette sensibilité.

Dans cette Note, nous envisageons ces phénomènes sur un plan plus général en montrant que les sels de calcium peu ionisés comme les sels à acides organiques, se comportent à l'égard de l'intestin isolé d'une manière toute différente du chlorure de calcium qui constitue pratiquement le seul composé calcique entrant dans la composition des liquides nutritifs utilisés en physiologie expérimentale.

Si l'on fait agir sur l'iléon isolé de cobaye d'une manière répétée une dose constante de chlorhydrate d'histamine (0,05 μg, par exemple) en augmentant peu à peu la teneur du liquide de Tyrode en chlorure de calcium, le taux normal de ce sel étant de 100 mg/l de Cl_2Ca, on note qu'à partir de 130 mg/l de ce sel, les contractions histaminiques deviennent moins amples et moins régulières, et s'accompagnent soit à la suite des lavages, soit à l'acmé de la contraction, d'une succession de mouvements pendulaires d'amplitude faible et irrégulière ainsi que de variations du tonus et, pour un taux en chlorure de calcium double du taux normal (200 mg/l), l'amplitude des contractions histaminiques s'abaisse considérablement et devient de plus en plus inconstante. Un tel résultat semblerait indiquer que l'addition d'un excès de calcium au liquide de Tyrode diminue la sensibilité à l'histamine d'un organe isolé, tel que l'iléon de cobaye.

Or si l'on utilise comme source exclusive de calcium un sel organique tel que le formiate, l'acétate, le propionate, le butyrate, ou le gluconate, les phénomènes observés sont tout différents et se rapprochent de ceux que nous avons précédemment constatés avec le complexonate de calcium.

En effet, remplaçons la solution de Tyrode dans laquelle baigne l'iléon isolé par la même solution dépourvue de calcium; très rapidement, nous constatons que la sensibilité à l'histamine diminue et s'annule. Substituons alors au liquide sans calcium une solution de Tyrode contenant, au lieu

de chlorure de calcium, une quantité équimoléculaire d'un sel organique de ce métal; nous constatons que la sensibilité de l'iléon à l'histamine est revenue à sa valeur initiale. Mais augmentons maintenant le taux de ce sel de calcium de manière à l'amener à deux, trois, quatre et six fois le taux normal, nous observons alors un accroissement progressif de la sensibilité à l'histamine, l'amplitude de la contraction obtenue pouvant atteindre celle qu'eût fournie dans le liquide de Tyrode normal une dose d'histamine deux à trois fois plus grande. Nous pouvons facilement nous assurer que cette modification de réactivité de l'organe est parfaitement réversible en effet, après un nouveau passage dans le liquide de Tyrode sans calcium, nous constatons que l'organe, remis en présence de liquide de Tyrode normal, accuse la même sensibilité qu'au début de l'expérience.

Nous nous sommes demandé pour quelles raisons les sels organiques de calcium exercent sur le phénomène étudié un effet opposé à celui du chlorure de calcium et nous avons tout d'abord envisagé la possibilité d'une action spécifique de l'anion formique, acétique, propionique, etc.; or nous avons constaté qu'en présence de soluté de Tyrode normal contenant la dose habituelle de chlorure de calcium, l'addition de quantités croissantes d'acétate de sodium équimoléculaires aux taux d'acétate de calcium précédemment utilisés, n'augmente aucunement l'amplitude de la contraction histaminique de l'iléon de cobaye.

Nous croyons donc pouvoir admettre que les sels organiques de calcium dont le coefficient d'ionisation est moins élevé que celui du chlorure agissent sur l'organe isolé au moins partiellement à l'état moléculaire et que l'effet de ce sel de calcium peu dissocié se fait sentir d'une manière différente de celui qu'on a coutume d'attribuer à l'élément calcium, sans se demander s'il est légitime d'attribuer à cet élément en général les effets qui ont été observés exclusivement avec le chlorure.

(1) G. VALETTE et C. E. CALDERON, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 1620 et **242**, 1956, p. 228.

(2) G. VALETTE, Y. COHEN et H. HUIDOBRO, *J. Physiol.*, **49**, 1957, p. 409.

ENDOCRINOLOGIE. — *Action des lécithinases sur le matériel neurosécrétoire de l'hypophyse postérieure et l'hypothalamus.* Note (*) de MM. **WALTER A. HADLER, JUAN B. TRAMEZZANI, ABRAHÃO BEREZIN, ANTONIO SESSO** et **LUCIEN LISON**, présentée par M. Robert Courrier.

A. Berezin, W. A. Hadler et J. H. Tramezzani (1) ont montré que le matériel neurosécrétoire Gomori-positif de l'hypophyse postérieure et de l'hypothalamus est digéré sélectivement et éliminé des préparations histo-

logiques par une incubation avec des homogénats de divers organes, notamment de foie, de rate, de muscle. Le principe actif des homogénats est remarquablement thermostable, et résiste à un traitement de 10 mn à 98° C.

Au cours de tentatives d'isolement, nous avons constaté que le principe actif passe dans l'éthanol à 80 %; après filtration et évaporation du solvant, le résidu, repris dans l'eau et ajusté à pH 6,5-7,0, se montre aussi actif que les homogénats originaux. Thermostabilité et solubilité dans l'éthanol sont l'apanage de rares systèmes enzymatiques seulement, et les lécithinases, sauf erreur de notre part, sont actuellement les seules connues qui les présentent ensemble. On peut donc faire l'hypothèse que l'action des homogénats d'organes sur le matériel neurosécrétoire Gomori-positif est due à la présence d'une lécithinase. Une telle hypothèse est en accord avec les travaux de S. Belfanti (2), E. J. King (3) et M. Francioli (4), qui ont constaté une activité lécithinasique dans les extraits de foie et de rate.

Nous avons donc été amenés à étudier l'action de diverses lécithinases sur le matériel Gomori-positif de l'hypothalamus et de l'hypophyse postérieure, dans des conditions identiques à celles utilisées antérieurement pour les homogénats d'organes : incubation à pH 6,5-7,0 à 37° C pendant 5-8 h de coupes de tissus fixés au Bouin ou au formol-sublimé; mise en évidence de la substance Gomori-positive par l'hématoxyline chromique de Gomori ou par la paraldéhyde-fuchsine de Gastaldi. A défaut de lécithinase pure, nous avons utilisé des préparations douées d'activité lécithinasique comprouvée :

a. Solution de venin desséché de *Bothrops jararaca* à 1,5 mg pour 100 ml;

b. Venin frais de *Crotalus terrificus*, dilué à 3 % [C. Delezenne et E. Fourneau (5), S. Belfanti (6)];

c. Homogénat de bulbes de *Allium cepa*, préparé avec addition d'un poids égal d'eau distillée [Contardi et coll. (7); Hanahan et coll. (8)];

d. Filtrats de cultures de *Clostridium welchii* [M. G. Mac Farlane et B. C. J. G. Knight (9)];

e. Extrait de venin sec de *Bothrops jararaca* dans l'alcool à 80 %, préparé selon V. Gronchi (10); d'après l'auteur, cette solution représenterait une lécithinase avec un degré raisonnable de pureté.

Toutes ces solutions se sont montrées capables de digérer la substance Gomori-positive des préparations. L'addition de chlorure de calcium, activateur des lécithinases *in vitro*, active la digestion du matériel. L'addition de sulfate de zinc ou de sulfate de cuivre à une concentration de 1/50 000e, qui inactive les lécithinases *in vitro*, rend nulle l'action de ces solutions.

Les lécithinases ont donc le pouvoir de digérer sélectivement la substance neurosécrétée Gomori-positive de l'hypothalamus et de l'hypophyse posté-

rieure. Ces faits, joints aux autres propriétés connues de la substance Gomori-positive suggèrent que celle-ci est constituée par un complexe lipoprotéique ou lipoglycoprotéique, et que le composant phospholipidique est essentiel pour le maintien de son intégrité chimique et structurale. Des recherches sont en cours sur ce sujet.

(*) Séance du 7 octobre 1957.
(1) *Nature*, 176, 1955, p. 600.
(2) *Biochem. Z.*, 154, 1924, p. 148.
(3) *Biochem. J.*, 28, 1934, p. 476.
(4) *Fermentforsch.*, 14, 1934, p. 241 et 493.
(5) *Bull. Soc. Chem.*, 15, 1914, p. 421.
(6) *Sperimentale*, 79, 1925, p. 932.
(7) A. Contardi et A. Ercoli, *Biochem. Z.*, 261, 1933, p. 275.
(8) D. J. Hanahan et I. L. Chaikoff, *J. Biol. Chem.*, 168, 1947, p. 233; 169, 1947, p. 699; 172, 1948, p. 191.
(9) *Biochem.*, 35, 1941, p. 884.
(10) *Sperimentale*, 90, 1936, p. 223 et 262.

CYTOLOGIE. — *Étude au microscope électronique du cœur de l'Anguille : observations sur la structure du tissu musculaire de l'oreillette et son innervation.* Note (*) de MM. **René Couteaux** et **Pierre Laurent**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

En montrant sur le cœur des Mammifères que les stries intercalaires du myocarde correspondent aux zones de jonction de territoires musculaires différents, clairement individualisés à ce niveau par leur membrane respective, les examens au microscope électronique ont apporté contre la conception syncytiale du muscle cardiaque, admise jusqu'alors par la majeure partie des auteurs, un argument d'importance décisive.

Chez les Poissons, où n'existent pas de stries intercalaires, les aspects observés par Kisch (1) sur le cœur de l'Aiguille de mer (syngnathidé) sont également en faveur d'une structure cellulaire du myocarde. L'examen au microscope électronique du cœur de l'Anguille (*Anguilla anguilla* L.) nous a suggéré une interprétation analogue, chaque travée myocardique se montrant, sur coupes transversales ou longitudinales, formée d'un nombre variable de fibres parfaitement délimitées, juxtaposées en un faisceau compact. Une étude systématique sur coupes sériées, actuellement en cours, reste néanmoins indispensable pour établir avec rigueur la validité de cette interprétation et définir la forme générale des fibres.

Malgré le nombre extrêmement réduit de myofibrilles que contiennent ces fibres cardiaques, leur ultrastructure (*fig.* 1-5), en ce qui concerne les myofibrilles, les mitochondries et le « réticulum sarcoplasmique », ne

paraît pas différer très notablement de celle du myocarde des Mammifères, telle que l'ont décrite les plus récents travaux, et notamment ceux de Moore et Ruska [2] et de Porter et Palade [3].

Les stries et bandes transversales Z, I, A et H sont généralement visibles sur les coupes longitudinales de myofibrilles (*fig.* 1), mais pas plus que Kisch [1], chez l'Aiguille de mer, nous n'avons pu observer chez l'Anguille de strie M.

Dans notre étude au microscope électronique du myocarde de l'Anguille, nous nous sommes surtout efforcé de préciser la nature des connexions qui unissent le système nerveux autonome au tissu musculaire de l'oreillette. Ce problème, et plus généralement celui du mode de terminaison de l'innervation autonome au niveau du muscle cardiaque, a déjà fait l'objet dans l'ensemble des Vertébrés de nombreuses recherches histologiques. Les Poissons offrent pour cette étude l'avantage de posséder une innervation efférente un peu plus simple que celle des autres vertébrés. On peut, en effet, admettre comme très probable l'absence ou, au moins, l'extrême réduction de l'innervation autonome orthosympathique dans le cœur des Poissons.

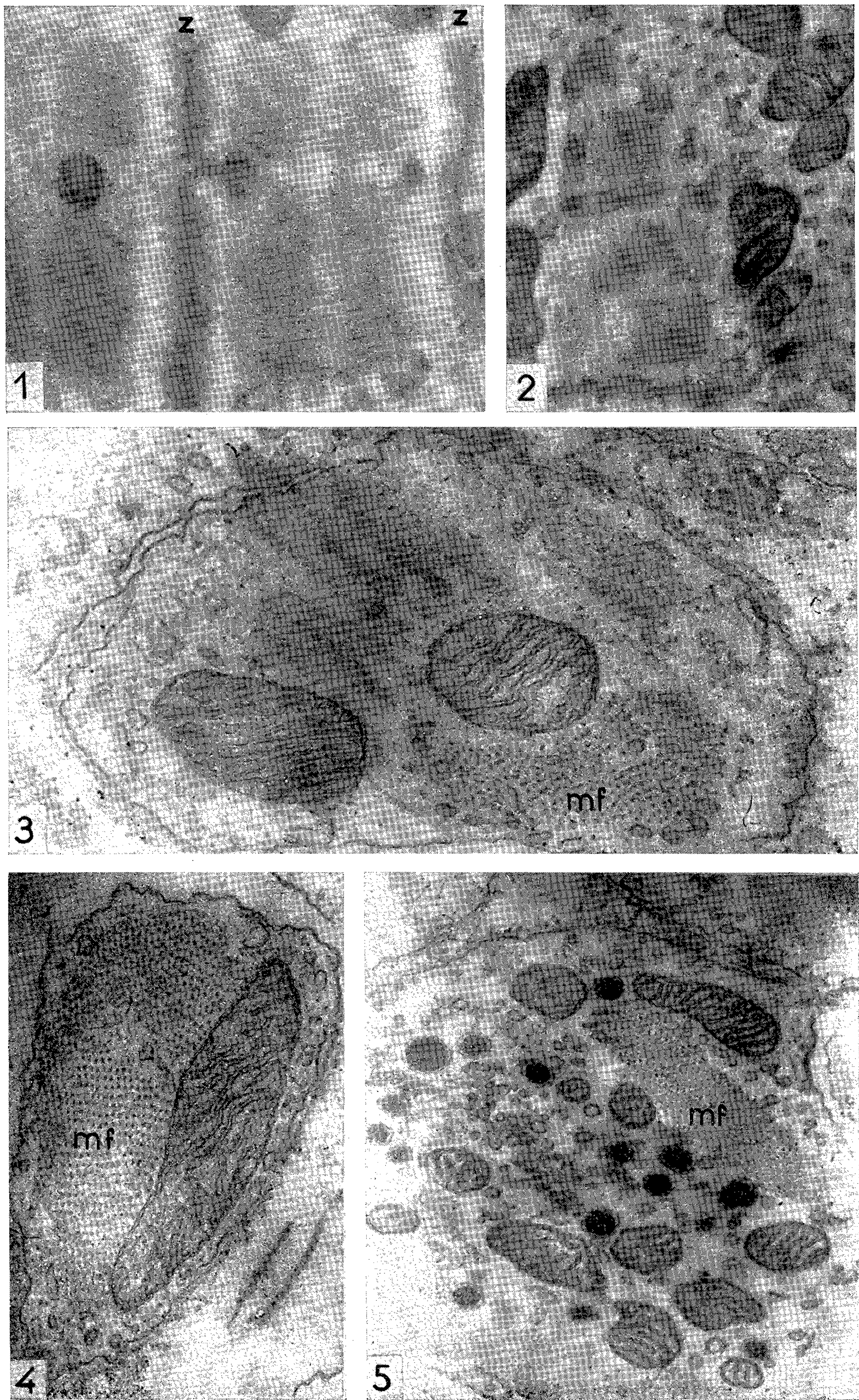
Malgré cette particularité du cœur des Poissons, les travaux consacrés jusqu'à présent à leur innervation n'ont pu avec les seules ressources du microscope ordinaire définir clairement le type de jonction unissant au muscle cardiaque les fibres nerveuses post-ganglionnaires, amyéliniques, dont les rameaux terminaux sont extrêmement difficiles à mettre en évidence par les méthodes neurohistologiques classiques.

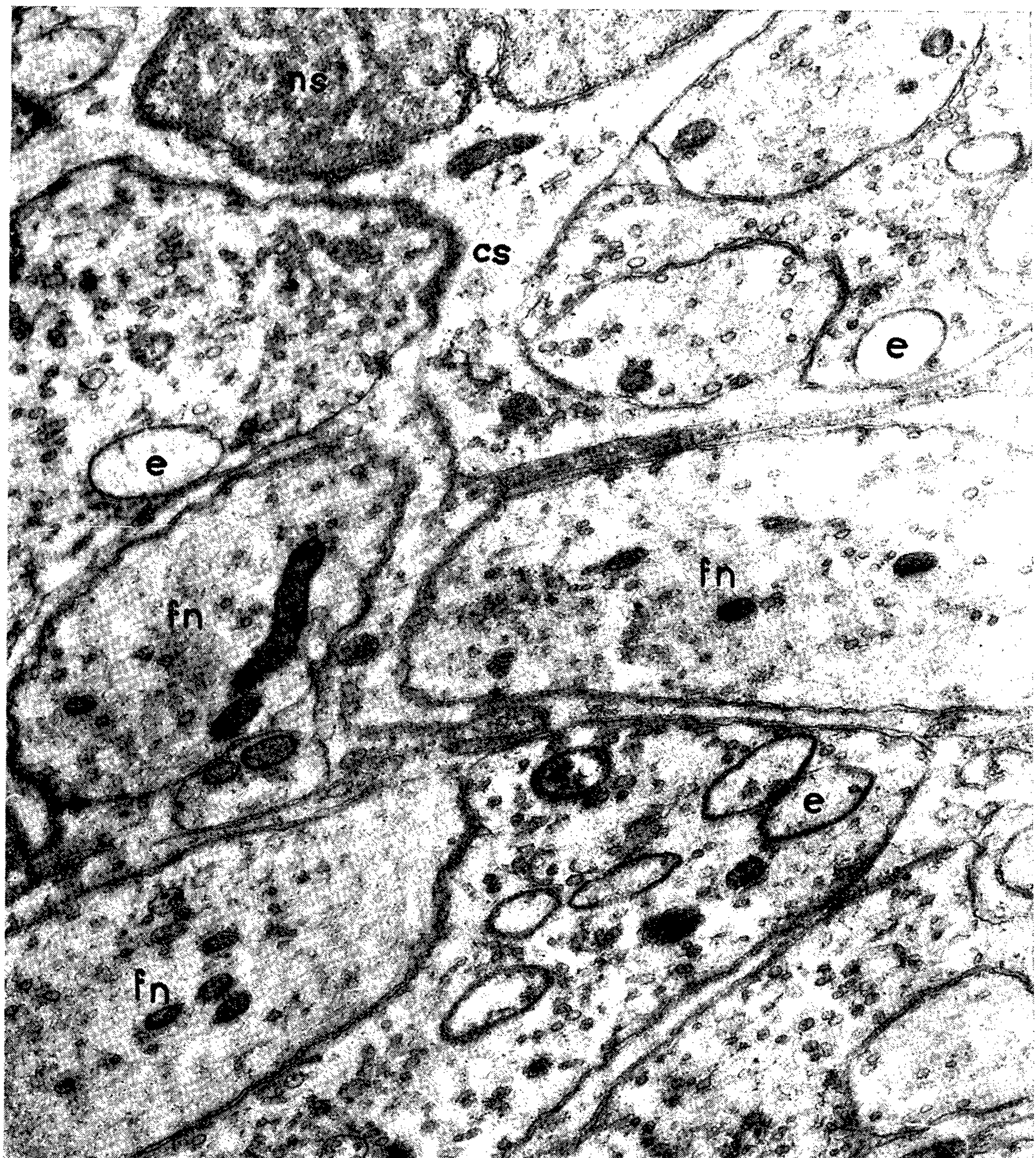
L'examen au microscope électronique de coupes ultraminces de l'oreillette permet d'étudier cette partie amyélinique de son innervation, depuis les petits nerfs intrapariétaux, comprenant de nombreuses fibres, jusqu'aux fibres nerveuses isolées, situées au contact immédiat des fibres musculaires. A côté des fibres nerveuses dont l'axoplasme et le chondriome revêtent l'aspect ordinaire, on en observe d'autres, surtout au voisinage du plexus de la région sino-auriculaire et des amas de cellules ganglionnaires, qui contiennent de très nombreuses petites vésicules, ainsi que des enclaves de taille considérable (*fig.* 6), à contenu très peu dense, qui paraissent résulter d'une altération du chondriome, frappant électivement certaines fibres et due, soit à la fixation, soit à un processus dégénératif.

En explorant systématiquement les travées myocardiques au voisinage de faisceaux nerveux étroitement appliqués contre leur surface, on peut observer que des fibres nerveuses isolées, d'un calibre fréquemment voisin du micron, complètement dépourvues à ce niveau de gaine schwannienne, entrent directement en rapport avec des fibres musculaires (*fig.* 8 et 9).

Au niveau où s'établit la jonction entre une de ces fibres nerveuses isolées et une fibre musculaire, les membranes plasmiques de ces deux

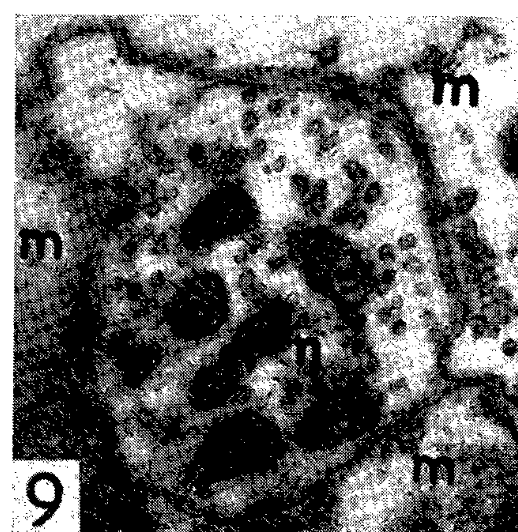
PLANCHE I.




ns
cs
e
e
fn
fn
e
fn


fn
ns
fn
7


n
8
m


m
m
n
9
m


m
m
n
10
fc

fibres sont très souvent directement accolées l'une à l'autre et forment alors une double membrane dont l'épaisseur globale peut être inférieure à 300 Å. Dans cette partie de leur trajet où elles se trouvent directement au contact de fibres musculaires, certaines de ces fibres nerveuses montrent un chondriome particulièrement abondant et de nombreuses petites vésicules d'un diamètre de 200 à 500 Å environ, qui rappellent les « vésicules synaptiques » décrites dans les rameaux nerveux terminaux au niveau de synapses centrales, ganglionnaires et neuromusculaires.

Il semble que dans le cas présent les vésicules puissent aussi se montrer abondantes à un niveau des fibres nerveuses où leurs rapports avec les fibres musculaires ne sont pas encore tout à fait directs et où de très fines fibrilles restent interposées entre la membrane plasmique de la fibre nerveuse et celles des fibres musculaires les plus proches (*fig.* 10).

Si l'innervation des travées musculaires de l'oreillette n'était qu'efférente, les fibres nerveuses observées à l'intérieur de ces travées pourraient toutes être interprétées comme des fibres post-ganglionnaires. Mais, à l'occasion de recherches histologiques et physiologiques sur l'innervation cardiaque des Téléostéens, l'un de nous [4] a récemment montré qu'une très grande part de la riche innervation des faisceaux musculaires de l'oreillette est très probablement sensitive. Des expériences de dégénérescence, actuellement en cours, grâce auxquelles il est possible d'exclure complètement la composante sensitive de l'innervation auriculaire, fourniront sans doute le moyen d'identifier avec sûreté au microscope électronique les terminaisons de l'innervation efférente post-ganglionnaire.

EXPLICATION DES FIGURES.

Micrographies électroniques de l'oreillette de l'Anguille. Fixation au tétroxyde d'osmium à 1 %, tamponné selon Palade (pH 7,4). Observation avec le microscope électronique R. C. A. (E. M. U. 3B).

Fig. 1. — Coupe longitudinale d'une myofibrille (*z*, membrane Z). (× 36 000).

Fig. 2. — Coupe longitudinale d'une fibre musculaire montrant une myofibrille et des mitochondries distribuées de part et d'autre de cette myofibrille. (× 21 000).

Fig. 3 et 4. — Coupes transversales de fibres musculaires montrant la distribution des myofilaments (*mf*) à l'intérieur des myofibrilles. (× 32 000).

Fig. 5. — Coupe transversale d'une fibre musculaire dans une région où abondent, mêlés aux mitochondries, des corpuscules très osmiophiles, limités par une membrane. (× 21 000).

Fig. 6. — Coupe d'un très petit nerf intrapariétal situé au voisinage du plexus de la région sino-auriculaire. En haut, noyau d'une cellule de Schwann (*ns*), dont le cytoplasme (*cs*) s'insinue entre les fibres nerveuses. A côté de fibres nerveuses présentant l'aspect habituel (*fn*), on remarque la présence d'autres fibres contenant à la fois de très nombreuses petites vésicules et des enclaves volumineuses (*e*), résultant probablement d'une altération du chondriome (× 20 000).

Fig. 7. — Coupe transversale d'un petit faisceau de fibres amyéliniques passant au niveau du noyau d'une cellule de Schwann (*ns*). (× 6 000).

Fig. 8, 9 et 10. — Coupes transversales de travées myocardiques montrant des fibres nerveuses isolées (*n*) en rapport avec des fibres musculaires (*m*) et qui contiennent à la fois des mitochondries et de nombreuses petites vésicules. Dans la figure 8 (× 17 000), une fibre nerveuse cheminant sous l'endothélium déprime la surface d'une fibre musculaire sous-jacente. La figure 9 (× 28 000) montre une fibre nerveuse dont la membrane plasmique se trouve directement en contact avec celles de trois fibres musculaires

Située à la surface d'un faisceau de fibres musculaires, la fibre nerveuse de la figure 10 (× 21 000) se trouve en rapport en bas avec des fibrilles collagènes (*fc*) entourant le faisceau, en haut avec trois fibres musculaires dont elle est cependant séparée, à ce niveau, par les fines fibrilles revêtant leurs membranes plasmiques.

(*) Séance du 25 novembre 1957.

(1) *Exp. Med. Surg.*, 12, 1954, p. 335.

(2) *J. Biophys. and Biochem. Cytol.*, 3, 1957, p. 261.

(3) *J. Biophys. and Biochem. Cytol.*, 3, 1957, p. 269.

(4) P. Laurent, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 534.

(*Laboratoire de Biologie animale (P. C. B.), Faculté des Sciences, Paris, et Laboratoire de Microscopie électronique appliquée à la Biologie, C, N. R. S., Paris.*)

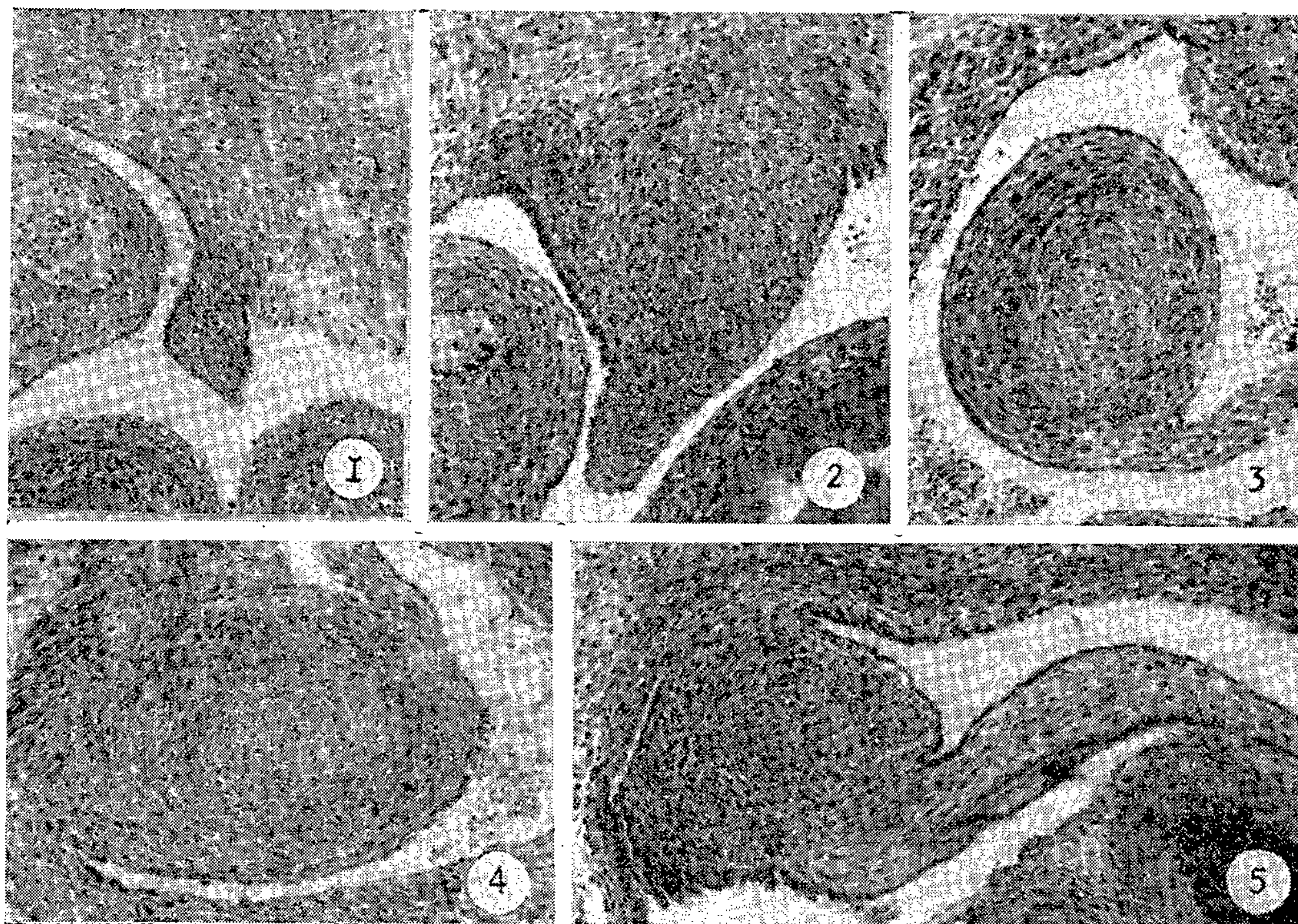
EMBRYOLOGIE. — *Sur le développement et la différenciation sexuelle de l'appareil gubernaculaire du fœtus de Souris.* Note de M. **Albert Raynaud**, transmise par M. Jacques Tréfouël.

Afin de pouvoir interpréter les modifications du gubernaculum du fœtus de Souris, provoquées par diverses interventions expérimentales (1), il était nécessaire de connaître les diverses étapes de son développement normal et de fixer le stade auquel sa différenciation sexuelle morphologique s'effectue. Dans ce but, une étude du développement de cet organe a été entreprise chez 36 embryons de Souris, normaux, appartenant à la lignée XXX constituée par Mme Dobrovolskaïa, et chez des embryons de la lignée XVII (17 embryons âgés de 12 et de 14 jours). Voici les résultats essentiels de cette étude.

Chez les fœtus âgés de 13 jours et quelques heures (pesant de 140 à 170 mg, lignée XXX) l'examen, dans le sens cranio-caudal, de la série des sections histologiques transversales de la région abdominale, montre d'abord, de part et d'autre de la vessie, un petit renflement du côté interne de la paroi abdominale; là, l'épithélium péritonéal est fortement épaissi et, en dessous, existe un amas cellulaire dense qui forme une traînée bien visible dans la paroi abdominale et va rejoindre en direction latéro-externe, le muscle oblique externe; cette condensation cellulaire représente l'ébauche de la *chorda gubernaculi* (*pars intermuscularis*); un peu plus bas, le renflement précédent se transforme en une petite saillie de la paroi inguinale, qui proémine, de part et d'autre de la vessie (latéralement par rapport à l'artère ombilicale), dans la cavité abdominale; cette saillie est constituée (*fig.* 1) par un amas de mésenchyme recouvert par l'épithélium péritonéal formé de cellules hautes, très basophiles; cette crête mésenchymateuse se prolonge caudalement et va rejoindre plus bas, la partie latéro-supérieure de l'enveloppe mésenchymateuse des gonoductes (repli uro-

génital) avec laquelle elle est en continuité; cette saillie mésodermique représente la *Plica inguinalis* (ligament inguinal du rein primitif, de Kölliker); c'est là l'ébauche de la *pars abdominalis* du gubernaculum [2].

Chez les fœtus âgés de 14 jours, la saillie de la paroi inguinale s'élargit; dans la lignée XXX (fœtus de 170 à 200 mg), cette saillie est peut-être un peu plus développée chez les mâles que chez les femelles; chez des fœtus de la lignée XVII âgés de 14 jours 10 h, pesant de 200 à 250 mg, cette saillie a pris une grande extension : elle forme maintenant une protubérance hémi-ovoïde à pointe dirigée vers l'intérieur de la cavité abdominale; c'est le *conus inguinalis* [formation ainsi dénommée par H. Klaatsch, en 1890, chez le fœtus de Rat [3]]; la partie centrale de ce cône est formée à partir de l'amas cellulaire condensé qui, aux stades précédents, se trouvait



Photographies (G = 87) de sections histologiques de l'appareil gubernaculaire (*pars abdominalis*) de fœtus de Souris normaux, de la lignée XXX, de sexe mâle (*fig.* 1 à 4) et femelle (*fig.* 5).

1, section de la *Plica inguinalis* droite, chez un fœtus mâle âgé de 13 jours 15 h pesant 160 mg; 2, développement du *conus inguinalis*, chez un fœtus mâle âgé de 15 jours 17 h, pesant 288 mg; 3 et 4, deux sections du *conus inguinalis* d'un fœtus mâle âgé de 16 jours 12 h, pesant 630 mg; on aperçoit le départ du ligament; 5, section du *conus inguinalis* et du ligament, chez un fœtus femelle âgé de 16 jours 12 h, pesant 549 mg.

dans la paroi antérieure, juste au-dessous de l'épaississement de l'épithélium péritonéal (à un niveau correspondant à l'extrémité craniale de la *Plica inguinalis*); des fibres musculaires provenant du muscle transversal de l'abdomen, forment une enveloppe circulaire autour de la partie centrale du cône; ce dernier est beaucoup plus développé chez les fœtus mâles que chez les fœtus femelles.

Chez les fœtus âgés de 15 jours (pesant de 260 à 340 mg, lignée XXX), deux traits caractérisent le développement du gubernaculum : *a.* la différenciation ébauchée au stade précédent, s'est accusée; on distingue maintenant dans la *pars abdominalis* de l'appareil gubernaculaire, deux parties : une base renflée, le cône inguinal qui proémine (*fig.* 2) dans la cavité abdominale; ce cône porte appendu, à son sommet, un ligament (provenant du repli inguinal) qui va se rattacher au repli uro-génital; *b.* les différences sexuelles apparues au stade précédent sont maintenant bien marquées : le cône inguinal est plus massif et plus long chez le mâle que chez la femelle; chez cette dernière, il a une forme globuleuse, arrondie à sa base et le ligament qu'il soutient est plus mince et plus allongé que chez le mâle.

A partir de ce stade, la différenciation sexuelle de l'appareil gubernaculaire va s'accentuer : chez les fœtus mâles, le cône inguinal s'hypertrophie considérablement; à 16 jours il atteint environ 500 à 600 μ de hauteur cranio-caudale et 280 μ de diamètre transversal (près de sa base); sa section transversale (*fig.* 3) est presque circulaire; tandis que son centre est formé d'un tissu mésenchymateux, sa paroi est riche en fibres musculaires (*fig.* 3). A 17 jours, le cône est plus volumineux : son diamètre à sa base atteint 300 μ, sa longueur 500 μ; le mésenchyme central est maintenant lâche, clair; autour de lui, les fibres musculaires, disposées concentriquement, forment une paroi atteignant 50 à 75 μ d'épaisseur. Un ligament court relie l'extrémité du cône à l'enveloppe mésenchymateuse du canal déférent. Chez les fœtus femelles, le cône inguinal ne s'hypertrophie pas (à l'exception de quelques individus chez lesquels il se développe légèrement, dès les stades de 15-16 jours); sa longueur reste à peu près constante (250 μ environ, à 16 et 17 jours); le diamètre transversal, qui, mesuré près de sa base, était de 220 μ environ, à 16 jours, tend à se réduire; l'organe diminue légèrement de volume chez les fœtus plus âgés, tandis que la partie ligamenteuse s'allonge.

Ainsi, c'est chez les fœtus âgés de 14 jours 12 h (donc au cours de la seconde moitié du quinzième jour), pesant de 200 à 250 mg, que des différences sexuelles morphologiques apparaissent dans l'histogénèse de la *pars abdominalis* du gubernaculum du fœtus de Souris; à partir de ce stade, la partie basale de l'organe (*conus inguinalis*) s'hypertrophie fortement chez le fœtus de sexe mâle, tandis qu'elle reste stationnaire ou s'atrophie chez le fœtus femelle.

(1) Diverses expériences m'ont montré que les hormones œstrogènes inhibent le développement du gubernaculum chez les fœtus mâles et que les hormones androgènes stimulent légèrement la partie basale de cet organe chez les fœtus femelles; j'apporterai prochainement des documents établissant ces faits.

(2) Chez l'embryon, âgé de 12 jours, je n'ai pu identifier avec certitude l'ébauche du repli inguinal; à ce stade les artères ombilicales sont logées dans un repli mésenchymateux saillant; c'est sur les côtés de ce repli que doit se former l'ébauche du repli inguinal.

(3) H. Klaatsch, *Morph. Jahrb.*, 16, 1890, p. 587.

(*Institut Pasteur, Laboratoire de Sannois, Seine-et-Oise.*)

BIOLOGIE. — *Obtention de souches tératologiques chez* Drosophila melanogaster, *par déséquilibre alimentaire et analyse de la variation des ébauches.* Note de Mme **Maria Valadarès da Costa**, présentée par M. Robert Courrier.

Conditions d'expérience et techniques. — Nous avons opéré soit avec des œufs, soit avec des larves à peine écloses, de souches de laboratoire génétiquement contrôlées et préalablement soumises à une sélection poussée à travers plusieurs générations afin d'éviter d'éventuelles mutations spontanées. L'ensemencement se faisait par lots de 200 œufs ou larves d'âge non supérieur à 1 h, dans des biberons pyrex, à goulot large, contenant 100 ml de milieu.

Le milieu de contrôle — milieu standard — est un milieu gélosé de maïs et sucre, ensemencé 12 h à l'avance d'une suspension de levure vivante de boulangerie; les milieux expérimentaux différaient de celui-ci par l'adjonction de 5, 10 et 20 % d'autolysat de levure. L'expérience a consisté à placer des larves de mouches fortement adaptées au régime standard sur un milieu nutritif riche en protides, en acide nucléique et en vitamines du groupe B (autolysat de levure). Les descendants de ces parents traités à travers tout le cycle évolutif de la Mouche, étaient repiqués sur le milieu standard pour que la réadaptation se fasse sur ce milieu classique. Le contrôle se faisait par la culture d'un nombre égal d'œufs ou larves des mêmes souches sur le milieu standard. Les souches étudiées étaient des souches + Oregon, *vermillon* (*v*), *vermillon brown* (*vbw*) et *vestigial* (*vg*). Expérience et contrôle étaient placés à l'étuve à la température de 25° C, tandis que le rééquilibre s'effectuait à la température de 18° C.

Dès la génération des larves traitées, on note l'apparition d'anomalies qui ne se trouvent pas dans les lots de contrôle. Le pourcentage des sujets atteints dépend à la fois de la sensibilité de la souche (*vg* étant la plus sensible) et du taux d'autolysat de levure dans le milieu (20 % étant le taux le plus efficace). Cette action est durable après retour au milieu standard, comme le montrent les résultats de la culture en masse.

Dans les générations qui suivent le retour à la culture standard, on s'aperçoit que l'agression nutritionnelle peut « frapper » les toutes premières phases de la vie embryonnaire avec des possibilités de survie, non seulement des ébauches, mais aussi des embryons et des adultes modifiés.

Mais tout changement de morphogénèse des ébauches n'est pas couronné de succès; les organes ou tissus non-émergés subissent une dégénérescence qui est à l'origine de la formation de tumeurs et de nécroses, soit localisées, soit proliférant de façon apparemment indifférenciée.

L'étude de la souche tératologique du mutant *vestigial*, qui est actuellement à sa 225e génération sur milieu standard, nous en a révélé quelques caractéristiques qu'on peut ainsi résumer :

1° Toute apparition d'une forme *tératologique* de l'Adulte correspond à une variation précise au cours de la vie embryonnaire portant sur le développement d'une ou plusieurs ébauches (formes tératologiques simples ou multiples).

2° Par rapport au développement normal de l'ébauche, chaque variation présente deux formes de contradiction : l'une hypomorphique (réduction ou disparition des structures), l'autre hypermorphique (dédoublement total ou partiel des mêmes structures). Des modalités concernant les degrés d'émergence des disques et la sensibilité spécifique des sclérites faisant partie d'une même ébauche, sont aussi observables. Des changements homœotiques font aussi partie de cette variation complexe.

3° La variation de chaque ébauche n'*est pas indépendante* : elle entraîne des réajustements plus ou moins étendus des autres ébauches.

4° *Une variation embryonnaire ne se présente jamais au* 100 %. — A chaque génération il y a en effet *un éventail* de formes tératologiques dont les rapports numériques dépendent étroitement des conditions ambiantes (température, humidité, nourriture, etc.). On peut obtenir jusqu'à une cinquantaine de formes (simples ou multiples) dans une seule génération ([3]).

5° *L'absence unilatérale* d'une ébauche provoque l'allongement des sclérites voisins pour combler le vide qu'elle laisse; il s'ensuit une torsion plus ou moins marquée du corps de l'adulte. Mais, si l'absence est *bilatérale*, l'adulte, en général très viable, garde un aspect équilibré. Le *dédoublement* d'une ébauche entraîne souvent la modification de l'organe supplémentaire et, selon son degré d'émergence, l'écartement des régions voisines. Dans ce dernier cas, la variation embryonnaire constitue généralement une réussite.

Les faits embryologiques sont les suivants :

Absences d'organes. — La disparition des structures est due le plus souvent à la non-émergence des ébauches responsables au moment de la nymphose. Dans ce cas, l'organe, bien qu'individualisé, demeure à l'intérieur du corps et devient vite nécrosé. Mais, la disparition peut correspondre également à une obstruction très précoce dans le développement de l'ébauche qui ne se forme pas. Il n'y aura donc pas de nécroses. Notons que la disparition tératologique d'organes ou de segments au niveau du

thorax donne à l'adulte un aspect comparable à celui que provoque l'ablation des ébauches correspondantes [1].

Nous avons ainsi constaté : l'absence de l'humérus; de la moitié du thorax (« hémithorax ») avec absence des pleures dorsales; de la patte II (« crippled ») avec disparition de la sternopleure et réduction de la ptéropleure; du balancier et de son articulation avec ou sans absence du sclérite de base; de la patte III; des sclérites de l'abdomen (*abnormal abdomen*); de l'appareil sexuel extérieur; des organes de la tête (yeux, trompe, palpes, etc.). Dans presque tous les cas on a pu établir un rapport de cause à effet, sauf dans ceux dont l'information embryologique nous manquait.

Dédoublements d'organes. — Par analogie avec les cas précédents et par l'analyse anatomique des organes ou des segments dédoublés, on a pu attribuer le dédoublement des structures au dédoublement partiel ou total des ébauches correspondantes. Nous avons décelé des dédoublements de structures dans toutes les régions du corps de la Drosophile, sauf dans la tête. Ainsi, nous avons obtenu des dédoublements de l'humérus, de la moitié du thorax (« bimésothorax »), des pattes II et III, du balancier, des sclérites de l'abdomen, de l'appareil sexuel ♂, etc. Par contre, nous n'avons jamais observé la formation de pattes et de balanciers abdominaux [2]. L'incidence précoce d'un processus morphogénétique n'a été observée que dans les cas précis du retour d'un balancier à sa fonction d'aile, ou dans la modification du quadrant postérieur du thorax qui affecte l'aspect du quadrant antérieur [3]. La coexistence de formes simples et multiples au sein de la même souche nous permet d'avoir une documentation très vaste sur les structures du méso- et du métathorax. Par ailleurs, l'origine thoracique des pattes et balanciers dédoublés a toujours été parfaitement établie. Elle peut cependant être associée à l'absence ou à la réduction du premier segment abdominal. Les pattes non-émergées qui se trouvent dans la lymphe abdominale ont aussi une origine thoracique.

Les deux contradictions vis-à-vis du développement normal de chaque ébauche — absence ou non-émergence; dédoublement avec ou sans émergence — peuvent être ainsi définies : dans le premier cas, il s'agit d'une réduction de la masse de l'organisme en général défavorable; dans le second, c'est un accroissement de cette masse qui comporte des avantages.

Notons toutefois que dans le dernier cas il n'y a jamais croissance anarchique des tissus. Un organe (ou segment du corps) dédoublé conserve fidèlement la structure spécifique de son modèle, il subit seulement des torsions et des déplacements inhérents à la structure excédentaire. Ces résultats prouvent la capacité que possède la Drosophile, en présence d'un milieu nutritif qui stimule la croissance des tissus embryonnaires,

d'organiser les cellules et de différencier les tissus pour édifier des organes supplémentaires en répliques fidèles.

(1) M. ZALOKAR, *Revue Suisse de Zoologie*, 54, 1947, p. 17.
(2) E. B. LEWIS, *Cold Spring Harb. Symposium Quant. Biol.*, 16, 1951, p. 159.
(3) M. VALADARÈS DA COSTA, Mémoire (sous presse).

BIOLOGIE. — *Transformations histologiques d'une greffe hétéroplastique* Tethya lyncurium *L. sur* Suberites domuncula *O.* Note de Mlle **ODETTE TUZET** et M. **JEAN PARIS**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Suivant la technique déjà décrite à propos des greffes homoplastiques de l'Éponge siliceuse *Tethya* (1), nous avons réalisé une greffe entre deux Clavaxinellidae (2). Le greffon provient d'une *Tethya lyncurium* Lamarck et le porte-greffe est constitué par une *Suberites domuncula* Olivi.

Au bout de 13 jours, le bourgeonnement expérimental, identique à celui des greffes homoplastiques, apparaît d'une manière nette. Cependant, la fusion des deux Éponges n'est pas encore totale : l'observation macroscopique nous montre que l'union des tissus en présence est variable selon les endroits.

Après fixation, coupes et colorations, l'examen microscopique révèle que cette union s'accomplit selon trois stades distincts :

1. *Formation d'un néoépithélium de contact*, aussi bien chez le greffon que chez le porte-greffe. Cet épithélium est constitué par des cellules plus ou moins allongées, disposées perpendiculairement à la surface, sur un ou plusieurs rangs. Leur cytoplasme finement granuleux contient parfois des corps de Golgi. Leur noyau nucléolé présente un réseau chromatique délicat. Chez les deux Éponges en présence, il semble que la migration des archéocytes (ou polyblastes) soit à l'origine de ces néoformations; les polyblastes dérivent d'amœbocytes sphéruleux.

Chez le greffon, *Tethya lyncurium*, ces nouvelles structures apparaissent en même temps que s'opère une transformation plus générale des tissus. Le bourgeonnement expérimental est dû à un accroissement parallèle de l'ectosome et du choanosome, qui se fait en profondeur, sans qu'il y ait un déplacement des surfaces du greffon en contact avec le porte-greffe.

Au niveau de ces surfaces de contact, l'épithélium néoformé du greffon est d'autant plus net que la fusion met en jeu l'ectosome où l'on observe une disparition totale de la couche spiculaire superficielle de spherasters.

2. *Fusion partielle par des ponts cellulaires.* — Les cellules de l'épithélium néoformé de *Suberites*, envoient un ou plusieurs prolongements pseudopodiques hyalins qui se soudent aux cellules épithéliales de contact du greffon. Dans l'espace qui sépare encore le greffon du porte-greffe,

espace révélé par la fixation, on observe ainsi un fin réticulum produit par de minuscules brides protoplasmiques.

De leur côté, les cellules épithéliales de *Tethya* réagissent en sécrétant une substance mucoïde qui s'écoule dans ledit espace.

3. *Fusion totale mais localisée des tissus en contact.* — On note une disparition des structures stratifiées qui se sont unies en formant une zone d'interpénétration qui empiète plus ou moins dans la profondeur des deux Éponges. Cette zone est caractérisée par une grande concentration de polyblastes où il est difficile de distinguer l'origine des éléments, tous semblables, qui sont issus de *Suberites* comme de *Tethya.*

L'union totale des tissus de la greffe hétéroplastique se traduit donc par une dédifférenciation cellulaire.

Par l'intermédiaire des zones localisées de fusion partielle ou totale, des œufs amœboïdes de *Suberites* (qui en est bourrée) ont pénétré dans la *Tethya.* On retrouve des éléments germinaux assez près des zones de contact, à l'intérieur du choanosome ou de l'ectosome du greffon. On a pu observer, allant de la zone de contact de la greffe jusqu'à l'emplacement occupé par l'œuf, un bref canal de pénétration. Ces œufs migrateurs, par l'aspect de leur noyau, de leur nucléole et de leur cytoplasme contenant parfois un spermiokyste, paraissent conserver toutes leurs activités. Ils ne semblent nullement atteints par le changement du milieu de maturation.

Ces premières données, recueillies sur une greffe hétéroplastique intergénérique d'Éponges, montrent différents stades de prise de la greffe et d'union des tissus. La fusion, encore très limitée dans ces premiers stades, peut cependant aller jusqu'à la migration des œufs du porte-greffe dans le greffon où ils paraissent survivre sans dommage.

(1) *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 578.
(2) Levi, *Arch. Zoo. Exp. et Gén.*, **93**, 1956, p. 167.

(*Laboratoire Arago, Banyuls-sur-Mer;*
Laboratoire de Zoologie, Montpellier.)

BIOLOGIE DES ABEILLES. — *Observations sur le vol nuptial des reines d'abeilles.*
Note de M. **Pierre Jean-Prost**, présentée par M. Émile Roubaud.

Observations directes effectuées dans la nature, sur le vol d'accouplement des mâles et des reines d'abeilles.

L'accouplement des reines constitue encore aujourd'hui l'un des secrets de la vie des abeilles.

Les observations scientifiques conduites, en 1954, par le Dr Ruttner (1)

sur l'Ile de Vulcano ont prouvé, par une surveillance attentive des ruches, que les reines s'accouplaient plusieurs fois.

Déjà, en 1952, Stéphen Taber, de l'Université de Baton Rouge (États-Unis) s'était penché sur le problème des accouplements multiples. En examinant la progéniture d'une reine porteuse d'un caractère récessif, Taber a pu déterminer la race des mâles qui s'étaient accouplés avec cette reine (2).

Parmi les rapports présentés à la réunion des Scientifiques de l'apiculture qui précéda le Congrès de Vienne, en 1956, deux communications concernaient l'accouplement des reines. La première de Jerzy-Woyke (Pologne) (3), établit la pluralité des accouplements par comparaison des volumes de sperme produits par les mâles, d'une part, et accumulés dans les organes génitaux des reines, d'autre part.

Le second rapport, de W. Trjassko (U. R. S. S.) (4), tend à prouver, par l'examen des faux bourdons après accouplement, que les reines s'accouplent plusieurs fois au cours d'un même vol nuptial.

Les recherches de Vulcano, de Baton Rouge, de Pologne et d'U. R. S. S. n'ont toutefois pas précisé les lieux des accouplements. Sur ce sujet, deux revues françaises (5), (6) ont mentionné des observations faites en Autriche et en Suède sur les rassemblements de faux bourdons ou mâles d'abeilles au-dessus d'emplacements bien déterminés, pendant les heures chaudes des belles journées de l'été. Les apiculteurs ont supposé que ces vols de mâles étaient le prélude à l'accouplement des reines.

Au cours de ces dernières années, nous avons observé sur le Can de l'Hospitalet, vaste plateau qui s'étale à près de 1 000 m d'altitude au Nord du village du Pompidou, en Lozère, des vols de faux bourdons en relation avec l'accouplement des reines.

Première observation. — Le 31 juillet 1955, par beau temps et vent léger, un bruit d'essaim se perçoit sur le plateau à partir de 14 h et s'intensifie.

Des faux bourdons passent, tels des flèches, autour de nous. Les butineuses, qui jusqu'à ce moment s'affairaient dans les corolles, disparaissent. Dans l'espace compris entre le sol et quelques mètres de hauteur, sur une étendue de plusieurs hectares, des milliers d'insectes forment un essaim dispersé dont les individus vont et viennent avec une très grande rapidité.

Par instants, dans cette nuée, apparaît un groupe dense qui ondule ou qui zigzague à moins de 3 m du sol.

Dans chaque paquet compact, une trentaine à une centaine de faux bourdons tourbillonnent autour d'un centre ou suivent un point qui semble commander les mouvements du groupe.

Au bruit de fond causé par l'essaim dispersé s'ajoute, quand un tourbillon s'approche, passe, puis s'éloigne, une note grave et intense.

De 14 à 17 h, nous suivons au son et du regard une dizaine de ces paquets.

Les uns s'éloignent à perte de vue, plusieurs tombent dans l'herbe; l'un d'eux vient choir près de nous. Dès qu'il s'est étalé, ses éléments se dispersent, sauf deux beaux mâles d'abeilles que nous capturons.

Vers 16 h 30 m, le bruit de fond s'atténue pour disparaître vers 17 h.

Deuxième observation. — En 1956, des ruchettes avec reines naissantes sont apportées, le 1er août, à 2 km du lieu d'observation de l'année précédente.

Le froid, un vent violent et la pluie empêchent, pendant six jours, toutes sorties des butineuses et à plus forte raison des mâles. Le 7 août, le soleil réapparaît; les ouvrières, puis les mâles sortent. A l'emplacement de 1955, le bruit caractéristique des mâles en vol se fait entendre; en absence de vent les faux bourdons évoluent à une hauteur que nous ne pouvons déterminer avec exactitude, mais qui paraît être supérieure à 5 m. Des reines sortent des ruchettes et s'envolent. Comme l'an dernier, nous voyons des groupes denses de mâles descendre du ciel, tourbillonner et disparaître au loin ou bien, après un déplacement désordonné de quelques dizaines de mètres, tomber à terre et disperser leurs individus dans toutes les directions.

Le lendemain, 8 août, le vol des faux bourdons reprend vers 13 h 30 m. Au filet, nous capturons des mâles dans les paquets qui s'approchent du sol.

Nous observons aussi, lorsque des criquets, des mylabres, des taons ou d'autres insectes s'élancent au-dessus de la lande, un ou plusieurs faux bourdons qui se précipitent vers eux, les poursuivent pendant 1 ou 2 s, puis leur faussent compagnie.

Comme la veille, le bruit de fond s'évanouit vers 17 h 30 m.

Troisième observation. — En 1957, le 25 juillet, les faux bourdons sont au rendez-vous à 14 h. Nous avons apporté des reines vierges enfermées sous grillages. Dès qu'une cage est sortie de son emballage, des mâles s'approchent et, tous du même côté, dessinent devant la reine le curieux vol en queue de comète décrit par les apiculteurs autrichiens.

En n'importe quel point d'où l'on entend le vol général des mâles, il suffit de présenter une reine vierge, sous grillage ou tenue entre les doigts, pour qu'une vingtaine de mâles accourent et que l'un d'eux se pose près de la reine ou sur elle.

Les faux bourdons ainsi attirés se laissent capturer avec la plus grande facilité. Ils accompagnent pendant plusieurs heures les reines que nous tenons. Autour de nous de nombreux essaims denses circulent, se perdent au loin ou tombent.

Le 1er août, toujours sur le plateau de l'Hospitalet, la ronde reprend. Nous lâchons une reine vierge. Quelques minutes après des groupes denses de mâles passent tout près de nous. L'un de ces groupes, capturé au filet au moment où il tombe, nous montre, parmi les mâles, une reine différente de celle que nous avons lâchée.

Dès la capture, un mâle se jette sur la reine. Les deux partenaires s'unissent puis très rapidement se séparent. La reine porte alors, à l'extrémité de son abdomen, les organes génitaux du mâle tandis que, dans le filet, un faux bourdon mort gît, l'abdomen dégonflé.

A la suite de cette dernière observation, le but des rassemblements de mâles apparaît. Les groupes denses sont des vols d'accouplement. L'union de la reine et d'un faux bourdon se produit quand l'essaim nuptial termine au sol son existence fugitive.

Autres observations. — Dans le Var, entre Pierrefeu et Collobrières, l'après-midi des 25 avril 1954 et 21 avril 1957, nous avons entendu le bruit des faux bourdons et vu passer les essaims d'accouplements.

Le lieu de réunions des mâles est tout différent du plateau calcaire de la Lozère. Nous sommes au fond d'un vallon boisé sur terrain siliceux.

Conclusions. — Par temps chaud et ensoleillé, au printemps ou en été, les mâles d'abeilles volent par milliers au-dessus d'emplacements où, chaque année, ils signalent leur présence par un intense bourdonnement.

En ces lieux, chaque reine vierge attire un groupe de mâles.

L'ensemble reine et mâles vole comme un essaim dense en forme de tourbillon ou de queue de comète. La trajectoire irrégulière suivie par le paquet d'insectes se termine brusquement par une chute sur le sol.

L'accouplement s'est produit sous nos yeux au moment où un groupe arrivait à terre.

(1) S. Ruttner, *Les reines s'accouplent plusieurs fois*, Station biologique de Linz (Autriche) (dans *Gazette apicole*, février 1955, p. 49).

(2) S. Taber, *Accouplements multiples des reines*, Station de recherches entomologiques, Baton rouge (U. S. A.) (dans *Revue Française d'Apiculture*, janvier 1956, p. 1489 et février 1956, p. 1522).

(3) Jerzy-Woyke, *Examen anatomique des reines et des faux bourdons et accouplement des reines* (Pologne) (Rapport au *Précongrès de Vienne*, Autriche, août 1956).

(4) W. Trjassko, *Polyandrie de l'abeille domestique* (U. R. S. S.) (Rapport au *Précongrès de Vienne*, Autriche, août 1956).

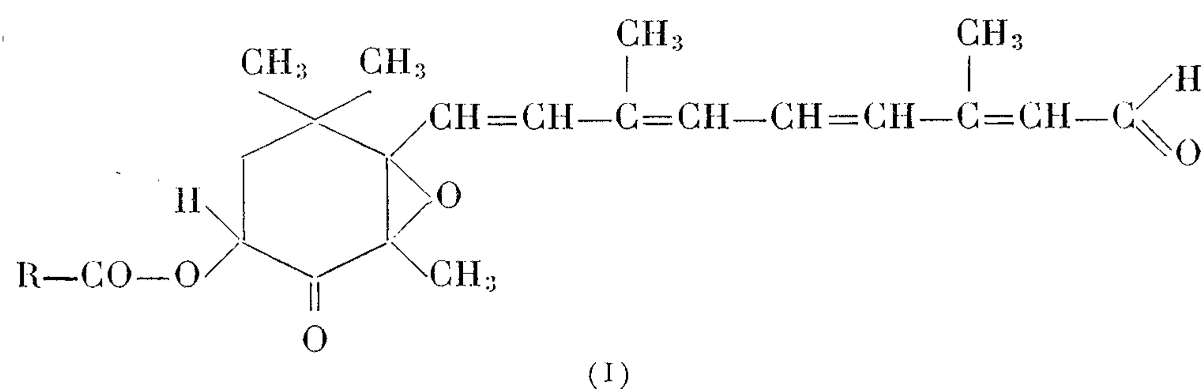
(5) Tuschoff, *Rendez-vous des bourdons* (dans *Revue française d'Apiculture*, janvier 1951, p. 495).

(6) G. Soderberg, *Un essaim de faux bourdons* (dans *Gazette apicole*, avril 1955, p. 97).

BIOCHIMIE. — *Préparation d'esters du 3-hydroxy 4-céto-rétinal par coupure oxydante d'esters d'astaxanthine.* Note (*) de M. **René Grangaud** et Mme **Paulette Chardenot**, présentée par M. Robert Courrier.

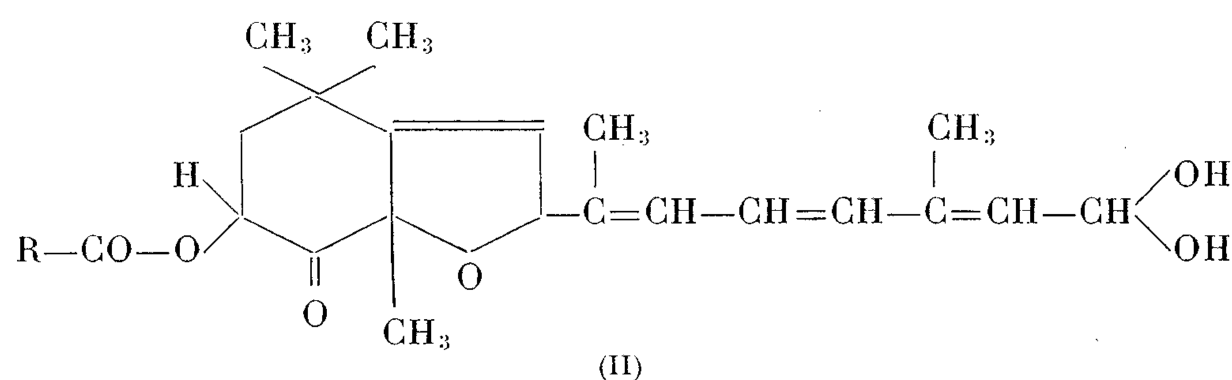
Il a été précédemment montré (1) que l'action de l'oxyde de vanadium (V_2O_5) sur les esters de l'astaxanthine (3.3'-dihydroxy 4.4'-dicéto

β-carotène) provoque la coupure de la molécule au niveau de la double liaison centrale de la chaîne terpénique. En solution dans un mélange à parties égales d'éther de pétrole et d'acétone, des esters d'astaxanthine (forme trans) agités avec V_2O_5 solide donnent ainsi naissance à trois dérivés d'oxydation qui ont été séparés. Les structures de deux d'entre eux ont été précisées et les formules (I) et (II) leur ont été respectivement assignées



(I)

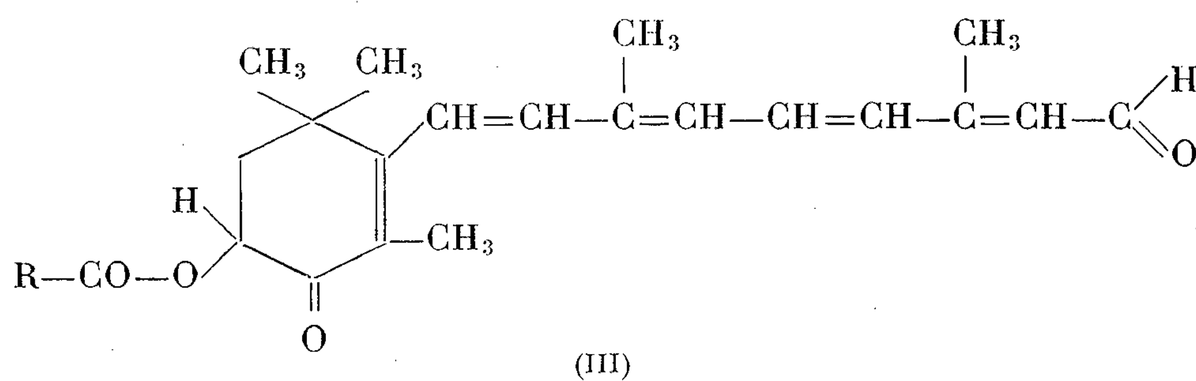
(λ_{max} = 330 mμ dans l'éther de pétrole).



(II)

(λ_{max} = 276 mμ dans le chloroforme).

Quant au troisième composé, obtenu en quantités trop faibles pour permettre son étude, il a été seulement caractérisé par son spectre (large bande unique avec λ_{max} voisin de 404 mμ). Son mode d'obtention et ses caractéristiques spectrales suggéraient cependant qu'il devait représenter le premier stade de la coupure oxydante c'est-à-dire le 3-hydroxy 4-céto-rétinal sous forme d'esters [formule (III)] et que les composés (I) et (II) étaient des produits de son oxydation.



(III)

(λ_{max} = 404 mμ dans l'éther de pétrole).

Selon cette hypothèse et pour tenter d'améliorer le rendement, une

technique permettant de soustraire à l'action de V_2O_5 le produit de coupure initialement formé, a été élaborée.

Elle repose sur le même principe que celle utilisée par Wald [2] pour transformer, par action de MnO_2, la vitamine A_1 (rétinol) en rétinène$_1$ (rétinal) et décrite par cet auteur sous le nom d'*oxydation chromatographique* : 20 ml de solution éthéro-pétrolique d'esters d'astaxanthine, isomère trans ($\lambda_{max} = 470$ mμ) à la concentration de 2 mg d'esters dans 100 ml, obtenue selon la technique antérieurement décrite [3], sont additionnés de 0,2 ml d'alcool éthylique. La solution rouge est filtrée lentement à travers une petite colonne pour chromatographie garnie de 3 g de V_2O_5 (diamètre de la section : 14 mm; hauteur : 40 mm environ). Le pigment s'adsorbe d'abord sur l'oxyde et les premiers centimètres cubes de liquide filtré sont incolores. Les suivants, au contraire, prennent rapidement une teinte jaune d'or, ce qui indique que le produit de coupure est élué au fur et à mesure de sa formation. On lave la colonne avec 5 ml d'éther de pétrole qu'on réunit au reste du filtrat et par évaporation sous vide on ramène le volume à 20 ml.

L'examen spectrophotométrique de la solution révèle la présence d'un seul constituant dont le spectre présente un maximum unique. Le calcul (approximatif) de la concentration montre que le rendement de la transformation est de l'ordre de 60 %. La place du maximum, qui se situe à $\lambda = 404$ mμ, indique que le système chromophore du composé formé doit posséder deux doubles liaisons conjuguées de plus que le composé de formule (II). D'autre part l'obtention d'un précipité brun-rouge avec la dinitrophénylhydrazine en solution alcoolique confirme l'existence d'une fonction aldéhydique libre [4]. Ces considérations conduisent à adopter la formule (III) pour le composé obtenu.

En conclusion, à partir d'esters naturels de l'astaxanthine, *l'oxydation chromatographique* sur oxyde de vanadium (V_2O_5) constitue un procédé simple de préparation d'esters du 3-hydroxy 4-céto-rétinal. Ces composés n'avaient pas jusqu'ici été décrits et la méthode, qui n'avait pas encore été utilisée pour provoquer la coupure oxydante de pigments caroténoïdes, paraît susceptible de généralisation dans ce domaine.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) R. GRANGAUD et Mme P. CHARDENOT, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2983.

(2) *J. Gen. Physiol.*, 31, 1948, p. 489.

(3) R. GRANGAUD et Mme P. CHARDENOT, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1170.

(4) Il a été vérifié que le carbonyle du noyau ne réagit pas avec la dinitrophénylhydrazine.

(*Laboratoire de Chimie biologique,*
Faculté de Médecine et Pharmacie, Alger.)

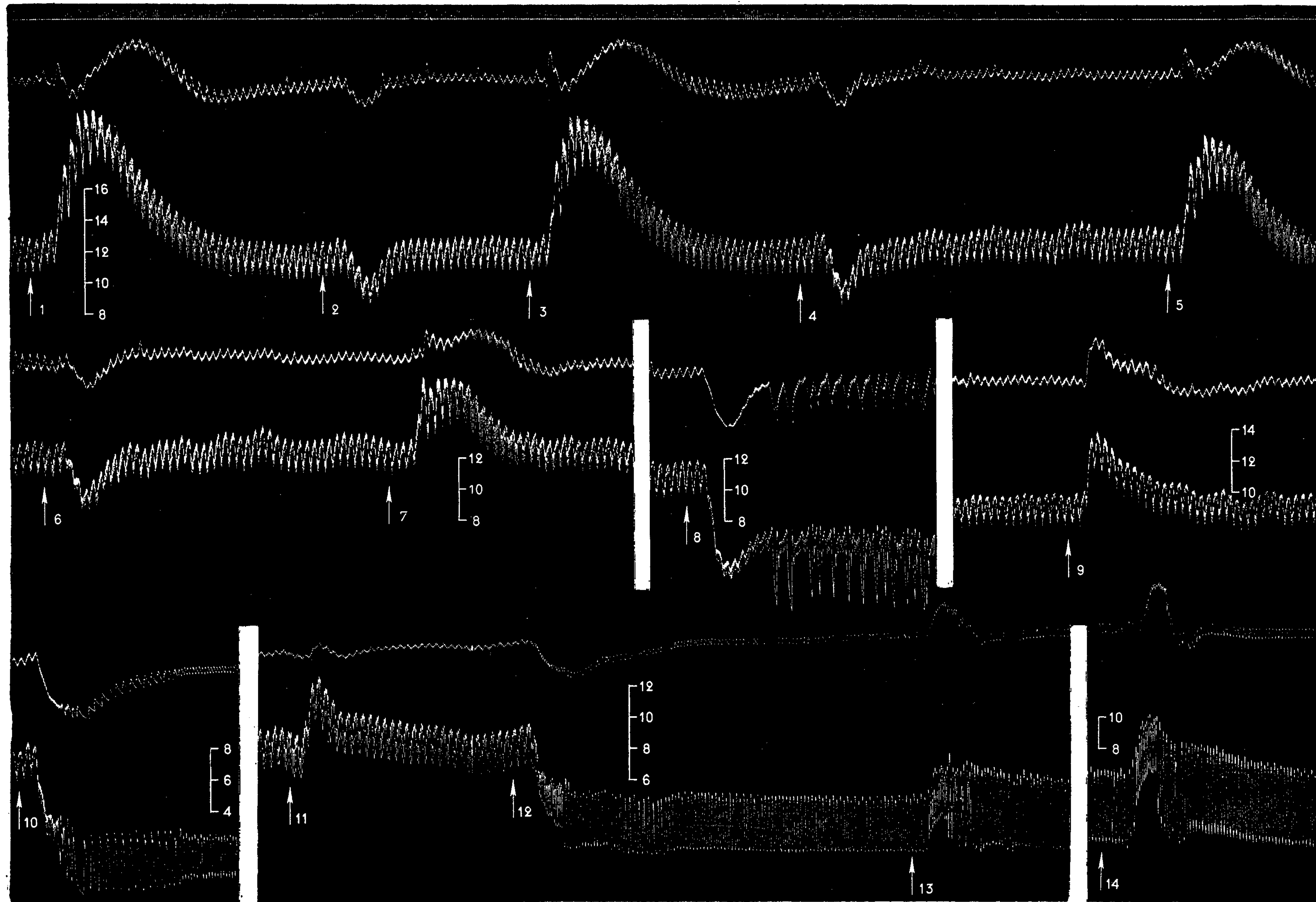
PHARMACOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur quelques propriétés physiologiques de l'ajmaline pure de Siddiqui.* Note de M. **Raymond-Hamet**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Nous avons montré précédemment (1) que l'action intestinale de l'ajmaline pure de Siddiqui était tout à fait différente de celle que Chopra et ses collaborateurs (2) avaient attribuée à la substance qu'ils avaient désignée sous ce nom quoique elle s'en distinguât à première vue par une coloration « jaune-brunâtre » qui témoignait de son impureté.

Chopra et ses collaborateurs (3) ayant affirmé par la suite que leur ajmaline provoque à dose faible (1-2 mg/kg) de l'hypertension empêchée par l'atropinisation et inversée par l'ergotoxinisation, à dose forte de l'hypotension, qu'elle inverse l'action hypertensive des doses moyennes d'adrénaline, enfin qu'elle déprime le cœur isolé, nous avons comparé à ces effets ceux de l'ajmaline pure de Siddiqui et nous avons pu constater qu'ils en sont bien différents.

A toutes les doses où nous l'avons fait agir, l'ajmaline pure produit de l'hypotension. Aux doses faibles (1, 2, 4 mg/kg) l'hypotension est légère et fugace puisque, dans une de nos expériences, elle a été de 21 mm Hg après l'injection de 1 mg/kg, de 26 mm à la suite de celle de 2 mg/kg, de 27 mm, enfin, après celle de 4 mg/kg. Aux doses fortes cette hypotension est plus marquée mais elle s'accompagne de troubles cardiaques; c'est ainsi que, dans cette même expérience, elle a été de 71 mm Hg, après la première injection de 10 mg/kg, de 54 mm à la suite de la seconde de même dose, de 43 mm Hg enfin après la troisième, encore de la même dose.

Dans aucune de nos expériences, l'ajmaline pure n'a — comme l'ajmalinine (4) — inversé l'action hypertensive de l'adrénaline; elle n'a pu que la diminuer en même temps qu'elle supprimait les effets vasoconstricteurs de celle-ci. Ainsi — toujours dans ce même essai qui correspond au tracé ci-joint — l'hypertension maximale provoquée par l'injection de 0,01 mg de bitartrate d'adrénaline pure de Höchst a été de 83 mm Hg initialement, de 81 mm après administration de 1 mg de chlorhydrate d'ajmaline pure par kilogramme, de 61 mm après celle de 3 (1 + 2) mg/kg, de 42 mm après celle de 7(1+2+4) mg/kg, de 30 mm après celle de 17(1+2+4+10) mg/kg, de 31 mm après celle de 27(1 + 2 + 4 + 10 + 10) mg/kg, enfin de 20 mm, puis de 35 mm après celle de 37 (1 + 2 + 4 + 10 + 10 + 10) mg/kg. Quant à la vasoconstriction rénale produite par cette même dose d'adrénaline, elle a été totalement supprimée après l'administration d'une dose totale de 17 mg de chlorhydrate d'ajmaline par kilogramme, l'onco-



Chien ratier à poils ras, de 6,500 kg, anesthésié par le chloralose (14 cg/kg), bivagotomisé au cou et soumis à la respiration artificielle. 1re ligne : temps en secondes; 2e, 4e et 6e lignes : variations du volume du rein enregistrées par l'oncographe d'Hallion et Comte par nous modifié; 3e, 5e et 7e lignes : modifications de la pression carotidienne enregistrées au moyen du manomètre à mercure. On a injecté la saphène, en 1, 3, 5, 7, 9, 11, 13 et 14, 0,01 mg de bitartrate d'adrénaline pure de Höchst, en 2, 6,5 mg en 4, 13 mg; en 6, 26 mg; en 8, 65 mg; en 10, 65 mg; enfin en 12, 65 mg de chlorhydrate d'ajmaline pure de Siddiqui. Tracés réduits de moitié.

gramme se montrant alors tout à fait calqué sur le tensiogramme. L'ajmaline ne nous paraît donc pas posséder qu'une action sympathicolytique mineure.

Nos observations nous amènent à admettre :

1° que l'ajmaline de Chopra diffère de l'ajmaline pure de Siddiqui et renferme probablement un des alcaloïdes à action sympathicolytique majeure qu'on trouve dans les racines du *Rauwolfia serpentina* Bentham ex Kurz;

2° que l'ajmaline pure ne possédant qu'une activité sympathicolytique mineure et ne produisant d'hypotension durable qu'aux doses où elle fait apparaître des troubles cardiaques, on aurait avantage, soit à l'éliminer des préparations de *Rauwolfia serpentina* qu'on utilise en thérapeutique humaine pour le traitement de l'hypertension artérielle, soit à employer pour ces préparations une autre espèce de *Rauwolfia* ne contenant qu'une faible proportion d'ajmaline.

(1) RAYMOND-HAMET, *C. R. Soc. Biol.*, 134, 1940, p. 369.
(2) R. N. CHOPRA, J. C. GUPTA et B. MUKHERJEE, *Ind. J. med. Res.*, 21, 1933, p. 261.
(3) R. N. CHOPRA, B. C. BOSE, J. C. GUPTA et I. C. CHOPRA, *Ibid.*, 30, 1942, p. 319.
(4) RAYMOND-HAMET, *Bull. Acad. Méd.*, 3e série, 115, 1936, p. 452.

INFECTIONS DES INSECTES. — *Multiplication du virus* Borrelina Bombycis *sur chrysalides de vers à soie*. Note (*) de M. **CONSTANTIN VAGO**, présentée par M. Émile Roubaud.

Techniques d'obtention, sur chrysalides, du virus des vers à soie *Borrelina bombycis*, en conditions de concentration et de pureté satisfaisantes pour études.

L'étude physique et chimique des virus nécessite des quantités assez importantes de virus purifiés. Dans le cas des virus d'insectes, de plus en plus étudiés, leur multiplication expérimentale massive a dû être mise au point.

Le développement des virus étant lié au métabolisme cellulaire, la production par « cultures » est impossible. L'obtention de l'infection virale, la prévention des pertes dues à d'autres maladies et l'extraction des corps d'inclusion par fermentation, à partir de larves de Lépidoptères récoltées ou élevées, sont sources de nombreuses difficultés.

Pour ces raisons, nous avons recherché d'autres moyens de production et notamment l'emploi de chrysalides de Lépidoptères lorsqu'elles sont réceptives à l'infection virale.

Afin d'en définir le principe, puis de fixer les possibilités de réalisation,

nous avons expérimenté, en tant que prototype, sur la virose de *Bombyx mori* L. due à *Borrelina bombycis* Pail.

Le thème essentiel du travail fut d'injecter une faible quantité de suspension de corps d'inclusions aux chrysalides du Ver à soie (celles-ci ne pouvant être infectées *per os*), puis de recueillir, après leur multiplication maxima, les nouveaux corps d'inclusion.

Les cocons sont ouverts cinq jours après leur formation et les chrysalides de Bombyx sont, après désinfection, injectées avec environ 2 μl d'inoculum, sous la partie postérieure du dessin de l'aile, point où la chitine s'amincit suivant une ligne.

Deux systèmes d'infection ont été essayés en fonction de la nature de l'inoculum utilisé.

a. Dans le premier, on emploie comme inoculum l'hémolymphe de larves ou de chrysalides virosées, prélevée aseptiquement par ponction dans la cavité générale, puis diluée dans l'eau stérile et conservée en ampoules.

En 1955, 1956 et 1957, nous avons obtenu des moyennes de 85 % de polyédrie forte, 5 % de septicémie, 5 % de pertes diverses et 5 % de chrysalides restant saines. La polyédrie se développe donc facilement dans la majorité des chrysalides. Les septicémies susceptibles d'être déclenchées par l'injection de bactéries sont rares et la mortalité due à d'autres causes demeure également à un taux très bas.

b. Dans le second système, on emploie la suspension de polyèdres purifiés obtenue à partir d'une source de virus quelconque, mais surtout du broyat de tissus. En effet, dans certains cas et pour certains insectes, il n'est pas possible d'obtenir de l'hémolymphe d'une façon aseptique

La suspension de polyèdres n'attestant pas de stérilité vis-à-vis des épreuves de culture bactériologique, l'inoculation apporte donc des risques de septicémie. Ce fait a été prouvé lors d'une expérience où, sur 1 000 chrysalides, 62 ont été atteintes de polyédrie, le restant étant éliminé par suite de septicémie précoce. Il fallait donc prévoir la neutralisation de l'effet bactérien.

Une première technique consiste en l'injection simultanée d'antibiotiques n'agissant pas vis-à-vis du virus. La pénicilline, la streptomycine, l'auréomycine, la chloromycétine et la terramycine (20 000 U. I. ou 5 mg/100 ml) ont donné des résultats variables mais pouvant être améliorés par l'emploi d'antibiogrammes sur les souches bactériennes décelées à partir des suspensions de polyèdres. Une autre technique est basée sur la stérilisation de la suspension de polyèdres par les rayons ultraviolets germicides de 2 537 Å. Les inoculats stériles, avec conservation d'une certaine activité virale, sont obtenus après exposition à 30 cm aux radiations

d'un générateur de 25 W, pendant 10 mn, de la suspension en 3 mm d'épaisseur ou pendant 3 mn en pellicule sèche.

Après injection des corps d'inclusion, la polyédrie se développe ainsi :

Les premiers symptômes (à 22° C) apparaissent au bout de 4 jours, caractérisés par un léger ramollissement des chrysalides, mais sans dérangement des réflexes. Cet état se généralise les 5e et 6e jours, mais les chrysalides restent vivantes. A ce stade, leur liquide intérieur est trouble et l'examen microscopique montre l'apparition d'un grand nombre de polyèdres, de diamètre inhabituel, allant jusqu'à 6 μ. La maladie peut être considérée alors comme ayant atteint son évolution maxima et, les jours suivants, le taux de mortalité augmente progressivement. La mélanisation est irrégulière; elle paraît sans influence particulière vis-à-vis des polyèdres.

Dans la présente technique, l'extraction et la purification des corps d'inclusion, opérations longues et difficiles avec les chenilles broyées ou fermentées, se réduisent, pour les chrysalides, à l'éclatement sans broyage ni fermentation, à la filtration et à une, ou au maximum, deux centrifugations. L'emploi de jeunes chrysalides est indispensable pour obtenir un produit le plus pur possible.

La quantité de polyèdres purs obtenue selon le premier procédé et comptée en cellule de Thoma est approximativement de 500 millions par chrysalides (moyenne de 10 exemplaires). Chaque chrysalide ayant reçu environ 2 μl de suspension, soit environ 2 000 polyèdres, le rendement expérimental approximatif est de 1 : 250 000 (les femelles plus volumineuses ont un rendement plus important que les mâles).

En conclusion, les procédés qui viennent d'être décrits (surtout *a*), permettent d'assurer une production relativement facile, homogène, contrôlable et à extraction simplifiée du virus *Borrelina*. Employée depuis deux ans, cette technique nous a permis d'obtenir 1,7 g de corps d'inclusions purifiés de *Borrelina bombycis* Pail., lesquels furent utilisés en microscopie électronique.

(*) Séance du 25 novembre 1957.

(*Institut National de la Recherche Agronomique, Station de Recherches Séricicoles d'Alès.*)

A 15 h 45 m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET

Sur la proposition de M. **Philibert Guinier**, l'Académie adopte le vœu suivant, en faveur de la conservation du Massif forestier de Fontainebleau;

« L'Académie des sciences,

« Vu le vœu émis à la date du 25 février 1957 au sujet de l'autoroute du Sud,

« Prenant acte de la modification du tracé qui supprime la traversée de la forêt de Fontainebleau par une bretelle de raccordement,

« Mais constatant qu'aucune autre modification n'a été apportée en ce qui concerne le Massif des Trois Pignons,

« Affirmant à nouveau que la conservation dans son intégrité du Massif forestier de Fontainebleau, champ d'études exceptionnel pour les naturalistes, présente un intérêt scientifique considérable et qu'à cet égard de très graves perturbations biologiques peuvent résulter du tracé envisagé pour l'autoroute du Sud,

« Renouvelle avec insistance le vœu,

« que le projet soit modifié de manière que le nouveau tracé contourne par l'Ouest le Massif forestier de Fontainebleau et qu'ainsi celui-ci soit maintenu dans son intégrité. »

Ce vœu sera transmis à M. le Préfet de Seine-et-Marne avant la clôture de l'enquête administrative et au Ministre de l'Éducation nationale et à celui des Travaux publics, des Transports et du Tourisme.

D'autre part, une délégation composée de MM. **Albert Caquot**, **Roger Heim** et **Philibert Guinier** est chargée d'intervenir auprès de l'administration compétente.

Sur la proposition de M. **André Danjon**, l'Académie adopte le vœu suivant concernant la protection de l'Observatoire de Paris.

« L'Académie des sciences,

« Considérant

« que l'Administration de l'Observatoire de Paris a été saisie pour avis d'un projet de construction de bâtiments de 8, 9 et 10 étages entre l'avenue Denfert-Rochereau et la Terrasse sud de l'Observatoire où sont installés les instruments d'astronomie de position visuels et photographiques,

« que, selon les explications fournies par le Directeur de l'Observatoire au nom du Conseil d'administration et en son nom propre, le voisinage de tels bâtiments altérerait gravement les conditions d'observations : obscurité nocturne, turbulences atmosphériques, répartition des températures, etc... et que ces changements interrompraient nécessairement des séries d'observations dont la continuité est essentielle,

« que ce même voisinage compromettrait irrémédiablement l'isolement voulu lors de la fondation de l'Établissement, constamment maintenu depuis lors et que l'accroissement récent de la précision des mesures ne fait que rendre plus nécessaire,

« que, de son côté, l'Institut d'astrophysique se verrait obligé de renoncer à utiliser ses terrasses et sa coupole largement dominées par les constructions en projet,

« qu'il importe d'assurer la poursuite des recherches de longue haleine actuellement en cours à l'Observatoire et dont les plus importantes ont été entreprises en vertu d'accords internationaux,

« que, pour faire face à ces obligations, l'Observatoire de Paris doit rester sur son emplacement actuel parce que si l'on entreprenait de nouvelles séries d'observations sous une autre longitude, une autre latitude, et un autre climat, il faudrait de toute nécessité les raccorder aux séries obtenues à Paris même, ce qui supposerait dix ou vingt années d'observations simultanées sur les deux emplacements,

« que des intérêts particuliers si légitimes soient-ils ne peuvent prévaloir contre des intérêts scientifiques fondamentaux et qu'il y a lieu de créer les servitudes indispensables au maintien des conditions nécessaires à l'accomplissement des tâches dévolues à l'Observatoire de Paris,

« ÉMET A L'UNANIMITÉ LE VOEU,

« que toute décision ayant force exécutoire relative au projet visé ci-dessus soit suspendue jusqu'à l'établissement par le Ministère de l'Éducation nationale et les Services de l'Urbanisme de la Ville de Paris, d'un plan d'aménagement des abords immédiats de l'Observatoire de Paris et de l'Institut d'Astrophysique, leur assurant une protection efficace contre toute entreprise présente ou future; et qu'un crédit soit ouvert au titre des indemnités dues aux riverains lésés dans leurs intérêts légitimes par la mise en vigueur de nouvelles servitudes. »

La séance est levée à 16 h 20 m.

L. B.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de novembre 1957.

Guide théorique et pratique de la recherche expérimentale, par René Leclercq. Paris, Gauthier-Villars, 1958; 1 vol. 24 cm.

Les grands problèmes des sciences. VIII. *Théorie synthétique de la relativité restreinte et des quanta*, par Olivier Costa de Beauregard. Préface de Maurice Lévy. Paris, Gauthier-Villars, 1957; 1 vol. 24 cm.

La photosynthèse, par E. Rabinovitch, in *Collection des actualités biologiques.* Paris, Gauthier-Villars, 1958; 1 vol. 21 cm.

Léopold de Folin (1817-1896), by B.S. Kisck. Extrait du *Journal de Conchytliologie*, vol. XCVI, 1956. Paris, P.-H. Fischer, 1956; 1 fasc. 22 cm.

Le problème du temps en cosmologie relativiste, por Antonio Gião. Estratto da *Supplementi alle Memorie della Società Astr. Ital.*, nº 2. Pavia, Industria grafica Mario Ponzio, 1957; 1 fasc. 24 cm.

Historia de la geologia, mineralogia y paleontologia en Cuba, par José Alvarez Conde. Prologo por Salvador Massip y Valdes. La Habana, 1957; 1 vol. 24 cm.

Journal of the Malacological Society of Australia, nº 1. Melbourne, 1957; 1 fasc. 21,5 cm.

The Institute of medical and veterinary science. Eighteenth annual Report of the Council, july 1955-*june* 1956. Adelaïde, 1956; 1 fasc. 24,5 cm.

Benjamin Franklin a-t-il inventé le paratonnerre?, par Jean Torlais, in *Miroir de l'histoire*, nº 79, juillet 1956. Paris, 1956; 1 fasc. 23 cm.

Revue d'histoire des sciences et de leurs applications. Tome IX, nº 4 : *l'Abbé Nollet et Benjamin Franklin*, par Jean Torlais. Paris, Presses universitaires de France, s.d.; 1 fasc. 24 cm.

L'homme le plus curieux de son siècle [*Réaumur*], par Jean Torlais. Paris, *Les Nouvelles littéraires*, 1957; 1 extrait de journal, 38 × 21 cm.

Montesquieu, homme de sciences, par Jean Torlais, in *Actes du Congrès Montesquieu.* Bordeaux, 23-26 mai 1955; 1 fasc. 24 cm.

(*A suivre*)

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE ANNUELLE DES PRIX DU LUNDI 9 DÉCEMBRE 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET,

Président de l'Académie.

M. **Léon Binet** prononce l'allocution suivante :

Mes chers Confrères,

Une pieuse tradition veut que le début de la Séance annuelle des Prix de notre Académie soit consacré à l'évocation de la mémoire de nos Membres et de nos Correspondants disparus durant l'année. Exposer aujourd'hui leur œuvre, n'est-ce pas les faire revivre parmi nous et souligner encore la valeur exceptionnelle de l'exemple précieux qu'ils ont su donner ?

Depuis le 10 décembre 1956, nous avons perdu un Membre non résidant : M. **Luc Picart**, et dix Correspondants de l'Académie : pour la Section d'astronomie : MM. **Henry Norris Russel**, mort à Princeton et, **Carl Størmer**, mort à Oslo ; pour la Section de physique : Sir **John Townsend**, mort à Oxford; pour la Section de chimie : M. **Paul Walden**, mort dans le Wurtemberg; pour la Section de botanique : M. **Charles Killian**, mort au Brésil et M. **René de Litardière**, mort dans les Deux-Sèvres ; pour la Section de zoologie : M. **Paul de Peyerimhoff de Fontenelle**, mort à Paris; pour la Section de médecine et chirurgie : M. **Jean Giaja**, mort à Belgrade; et pour les Divisions des Académiciens libres et des applications de la Science à l'industrie : Lord **Cherwell**, mort à Oxford et M. **Irving Langmuir**, mort à Falmouth.

Exposons rapidement l'œuvre scientifique de ces savants.

Notre confrère **Luc Picart** était le doyen des astronomes français. On nous l'a décrit faisant d'abord son apprentissage d'observateur, passant les nuits l'œil à l'oculaire pour observer les astres un à un et se pliant aux longs calculs de réduction que de telles observations demandent; ses premières observations de comètes et de planètes sont souvent citées. Puis, dans une thèse de doctorat sur la désagrégation des essaims météoriques, il étudie les étoiles filantes, s'attachant à ces pluies d'étoiles, nées de la désagrégation d'un essaim constituant primitivement des noyaux de comètes. Luc Picart aborda ensuite l'étude de la rotation d'un corps variable, la Terre en l'espèce; on sait que sa rotation ne s'effectue pas tout d'une pièce à la manière d'un corps solide. La position du pôle se déplace à sa surface, ce qui entraîne dans les latitudes de petites variations dues à la déformation élastique du globe; il suffit d'attribuer à l'ensemble de la Terre un coefficient d'élasticité voisin de celui de l'acier pour retrouver cette période.

De ce savant retenons ses publications sur des sujets divers de Mécanique céleste et de Mathématiques et surtout son œuvre à l'Observatoire de Bordeaux, représentée par sept volumes du *Catalogue photographique du Ciel*, 720 planches de la *Carte du Ciel*, quatre gros livres d'Annales, deux ouvrages d'observations méridiennes et un volume de mouvements propres. Sans doute cette œuvre a-t-elle été accomplie par une équipe d'astronomes et de calculateurs de valeur; mais il n'est que juste d'en reporter le mérite principal à leur animateur.

Henry Norris Russell fut un maître dans le domaine de l'astronomie stellaire. Ses publications portent la marque d'un esprit curieux de tout, capable de rapprocher les éléments en apparence les plus disparates pour en faire une synthèse originale et féconde. Il possédait l'art subtil de discuter les résultats d'observation, et d'en déduire les données indispensables à l'édification de la théorie. Si, pendant près d'un demi-siècle, il n'a pas cessé d'améliorer la détermination des éléments des étoiles doubles à éclipses, en vue d'une connaissance plus précise de leurs densités, ce n'était pas pour en dresser un catalogue, mais pour asseoir sur une base solide la théorie de l'évolution stellaire. Soulignons encore le rôle joué par ce professeur et cet éveilleur de vocations. Des générations d'étudiants ont appris l'astronomie dans son remarquable Traité qui fait autorité

alors que le grand public lit ses ouvrages et ses articles de diffusion, d'une hauteur de vues rarement égalée.

CARL STØRMER était universellement connu par ses travaux sur les aurores polaires. Il a étudié mathématiquement l'action du champ magnétique terrestre sur des particules électrisées émises par le Soleil, se proposant de voir si les trajectoires de ces particules au voisinage de la Terre ne s'apparentent pas aux rayons des aurores. Ce fut un travail très considérable qu'il a étendu et perfectionné à diverses reprises. Une magnifique organisation lui a permis l'étude de divers autres phénomènes, par exemple des nuages nacrés observés entre 20 et 30 km d'altitude, et des nuages lumineux qui se forment vers 80 km.

Sir JOHN TOWNSEND demeurera l'un des meilleurs physiciens de son temps, aussi habile dans la théorie que dans l'expérience et fondateur de la théorie cinétique des ions et des électrons dans les gaz faiblement ionisés. Le nom de John Townsend restera surtout attaché à ses deux œuvres principales : d'une part, il a montré que la charge électrique élémentaire portée par un ion dans un gaz est égale à la charge transportée par un ion monovalent dans l'électrolyse et il a pu, par une méthode ingénieuse et originale, mesurer la valeur absolue de la charge élémentaire et, d'autre part, par ses derniers travaux, il a fait comprendre le mécanisme de la décharge disruptive dans les gaz.

Pour lui, notre regretté confrère le Général Ferrié avait obtenu la Croix de la Légion d'Honneur, en raison de son active coopération pendant la guerre de 1914.

PAUL WALDEN a une œuvre qui s'étend à de nombreux domaines de a Chimie. Ses premières recherches le conduisirent à préparer un grand nombre d'acides organiques et à étudier le pouvoir rotatoire des corps asymétriques. Il en résulta en 1896, à propos de l'acide malique, la découverte du phénomène de l'inversion optique qui fut reconnu, dès l'année suivante, par les plus grands chimistes de l'époque, comme le fait nouveau le plus important qui ait été révélé depuis Pasteur dans le domaine des composés doués d'activité optique.

Charles Killian est décédé au cours d'une mission qu'il accomplissait au Brésil. Chargé de conférences, puis maître de conférences à l'Université de Strasbourg, lors du retour de l'Alsace à la France, puis maître de conférences de Botanique agricole à la Faculté des Sciences d'Alger, Killian fut conseiller technique au service botanique du Gouvernement Général de l'Algérie, représentant l'Algérie au Comité international pour l'étude des sols méditerranéens; il reçut en 1933 le titre de professeur à titre personnel et en 1945 celui de professeur titulaire à l'Université d'Alger. L'inlassable et féconde activité du Professeur Ch. Killian se reflète dans la diversité de ses publications, diversité imposée par la nature même de ses recherches. Il est l'auteur d'environ 130 Notes ou Mémoires dont la valeur scientifique a été sanctionnée par le haut patronage des organismes auxquels il devait les importantes missions qu'il effectua. Les sujets de ses publications portent sur la Phytopathologie, l'Algologie, la Mycologie, l'Écologie, la Pédologie et microbiologie des sols. La mort est venue frapper en pleine action ce travailleur infatigable qui ne s'accordait jamais une journée de « loisirs » et qui a beaucoup contribué au renom de la science française.

René de Litardière a montré qu'avec des moyens physiques modestes, un savant même de santé fragile, mais animé par l'enthousiasme pour la recherche et le dévouement à ses élèves peut jouer un rôle important dans la discipline à laquelle il s'est voué. Depuis 1907 jusqu'à ses derniers moments, il n'a cessé de poursuivre et de perfectionner son œuvre, consacrée à la cytologie, à la systématique et à la géographie botanique. En Cytologie, ses recherches ont porté surtout sur l'étude de la caryocinèse somatique des Filicinées, qui a constitué le sujet de sa thèse soutenue à Paris et qui a obtenu le Prix Errera de la Société royale de Botanique de Belgique. Ce travail apporte d'importants résultats tant sur la structure fine des chromosomes des Fougères que sur le point de vue cyto-taxinomique et mérite de particulières louanges en raison des difficultés propres à ce groupe, et du très grand nombre des chromosomes qui s'y rencontrent. R. de Litardière devait étendre ces recherches aux Phanérogames, découvrant de nombreux faits intéressants dans divers groupes.

Ses travaux de systématique et de géographie botanique, sciences étroitement dépendantes, se rapportent à l'étude des Fougères, à celle des Fétuques et enfin à la flore et à la végétation méditerranéennes.

R. de Litardière a étudié surtout les fougères de France, de Corse, de la Péninsule ibérique et du Maroc, décrivant des types et des hybrides nouveaux et précisant la distribution d'espèces intéressantes pour la géographie botanique.

Dans le domaine des Fétuques, il a étudié la morphologie, l'histotaxie et la biogéographie des *Festuca*, sous-genre *Eufestuca*, dont les espèces, très polymorphes, jouent un rôle important, surtout dynamique, dans les associations montagnardes où ces Graminées constituent des caractéristiques très fidèles.

R. de Litardière avait acquis une profonde connaissance de la flore et de la végétation de la région méditerranéenne occidentale, publiant des travaux importants sur le Grand Atlas marocain et sur la Corse, cette belle Corse avec ses maquis odorants dont les arômes ont dicté au prisonnier de Sainte-Hélène cette remarque légendaire : « A l'odeur seule, je reconnaitrais la Corse les yeux fermés ».

Paul de Peyerimhoff de Fontenelle s'est senti de bonne heure séduit par les choses de la nature, la beauté des forêts, la vie des Plantes et des Insectes. Il s'attacha à l'Algérie avec le succès que l'on sait. C'est d'abord le milieu des grottes, puis celui des hautes montagnes et aussi le Sahara central qu'il étudia avec soin. Il prit part à l'exploration scientifique du Hoggar et ses recherches, basées sur l'étude approfondie de plus de 400 espèces de Coléoptères, l'amènent à cette curieuse constatation que la haute région de ce massif, représente une véritable enclave méditerranéenne.

Son ami, notre confrère le Professeur Émile Roubaud a dit de lui « La vive intelligence, l'érudition exceptionnelle qu'il ne cessait de développer par des lectures étendues, conféraient à P. de Peyerimhoff une valeur à part, au sein de la brillante phalange des naturalistes qui ont honoré l'Afrique du Nord française et contribué à son développement ». Tous les français s'inclinent devant une aussi émouvante déclaration.

Il n'y a guère plus d'un an que l'Académie des Sciences désignait comme son Correspondant M. **Jean Giaja**, professeur de l'Université de Belgrade. Elle rendait ainsi hommage à l'importance des travaux de cet éminent

physiologiste qui, né de père serbe et de mère française, avait fait toutes ses études en France.

Les principaux travaux de M. Jean Giaja ont trait à la Bioénergétique.

M. Giaja établit la notion très importante du Métabolisme du sommet, du Métabolisme de flèche, qui répond à l'effort thermo-génétique maximum dans la lutte contre le refroidissement. Et ceci le conduit à l'étude de la résistance au froid des homéothermes. Il montre, fait si nouveau qu'il sembla paradoxal, qu'on peut abaisser la température de petits homéothermes au voisinage de 0° et les rappeler ensuite à la vie. Tout récemment il établissait ce fait inattendu que l'hypothermie au voisinage de 30° C, loin de déprimer l'organisme en hypothermie, agit en stimulant l'intensité de ses fonctions. Le sang de l'animal en hypothermie possède même une action stimulante. Ce sont là des notions qui ont déjà une grande importance pratique et des applications thérapeutiques.

Quelques temps avant sa mort, Giaja me parlait de ses observations physiologiques sur le moineau et il était fier de me dire le plaisir avec lequel il avait continué les recherches géniales de notre Lavoisier. Puis, en poète, il me fit le récit suivant :

« Un moineau âgé, s'adressant à un professeur en biologie, déclare que le monde des moineaux sait depuis longtemps des choses que découvre seulement aujourd'hui le monde des hommes.

« Pour la lutte contre les avitaminoses, depuis longtemps nous becquetons les cerises.... » « En matière d'hygiène, depuis longtemps nous savons la valeur de l'eau, du soleil et de l'air.... Nous prenons des bains dans le bassin de votre jardin... nous ne fermons jamais les fenêtres pour des raisons évidentes... et nous nous exposons au soleil dans la gouttière de votre maison. »

Professeur de Philosophie expérimentale à l'Université d'Oxford, Membre de la société royale de Londres, physicien bien connu autrefois sous le nom de Frédéric Lindemann, Lord **Cherwell of Oxford** s'était d'abord fait remarquer par de nombreuses recherches sur les chaleurs spécifiques des corps solides. Pendant la guerre de 1914, pilote expérimental de la « Royal Air Force », il s'était signalé par un exploit remarquable en montrant qu'un avion entraîné dans un accident de vol (qu'on

considérait comme toujours fatal) pouvait se tirer de ce terrible danger. Il en avait prévu théoriquement le moyen et tint à faire lui-même l'expérience qui devint bientôt légendaire. Pendant la seconde guerre mondiale, il fut le principal collaborateur technique de Winston Churchill, et élevé à la pairie à la fin de la dernière guerre sous le nom de Lord Cherwell of Oxford.

Il a laissé à tous ceux qui l'ont connu, le souvenir d'un grand ami de la France et d'un homme remarquable à tous les points de vue.

Irving Langmuir a donné un essor puissant à la technique du vide et à celle des lampes à atmosphère gazeuse rénovant la construction non seulement des lampes à incandescence de toutes natures, mais encore des redresseurs de tous types. La pompe à diffusion de Langmuir est devenue un des éléments essentiels des redresseurs à vapeur de mercure. Ces recherches ont eu beaucoup d'applications dans des domaines très divers; elles ont, notamment, rendu possible la construction des projecteurs portatifs de cinéma. La soudure à l'hydrogène atomique est une des plus curieuses inventions de Langmuir : elle a permis de souder l'aluminium, le chrome et beaucoup d'autres métaux qui étaient brûlés systématiquement par les procédés essayés auparavant.

Pendant la première et la seconde guerre mondiale il a travaillé pour l'armée américaine, mettant en 1914-1918 au point des détecteurs extrêmement sensibles qui ont été utilisés pour l'écoute sous-marine. Pendant la guerre 1939-1945 il collaborait à la mise au point d'une nouvelle technique de production d'écrans de fumée extrêmement denses permettant de rendre invisibles d'importants mouvements de troupes.

En étudiant les films d'huile formés à la surface de l'eau, Irwing Langmuir a donné une vive impulsion à une nouvelle branche de la Chimie, celle des couches de surface, dont l'importance est devenue considérable. Des recherches effectuées à la demande des Services américains de la Marine et des Transmissions sur les « précipitations » obtenues avec certains types de nuages lui ont permis de déclencher des chutes de neige ou de pluie de nuages à des températures inférieures à la température de congélation au moyen de glace sèche ou d'iodure d'argent.

En lui décernant le prix Nobel de Chimie en 1932, l'Académie des Sciences de Suède a rendu un hommage mérité à un savant qui a donné un développement particulièrement important à la Physique de surface.

Au moment où nous entrions en séance, nous avons eu le très vif regret d'apprendre le décès d'un Membre de la Section des Applications de la Science à l'Industrie, notre confrère **Robert Esnault-Pelterie**. Il était entré dans notre Compagnie en 1936; il vient de mourir à Nice le 6 décembre. En même temps, nous arrive la pénible nouvelle de la mort de **Louis Gallavardin**, l'éminent cardiologue lyonnais. La Notice nécrologique de ces savants sera lue dans une de nos prochaines réunions hebdomadaires.

***

En écoutant une analyse — trop sommaire — des travaux que nous avons cités, on ne peut pas ne pas admirer cette merveilleuse moisson qu'ont su réaliser les Membres et Correspondants dont nous avons à déplorer la perte. Non, ils ne sont pas morts, car leur œuvre reste vivante : elle continue parmi nous.

***

En prononçant les mots de *Vie et de Mort*, comment un biologiste ne s'arrêterait-il pas pour retenir un instant votre attention sur *cette frontière qui sépare ces deux états?* Aborder pareil problème, c'est continuer l'œuvre géniale d'un Xavier Bichat qui, au début du XIX[e] siècle publiait ses *Recherches physiologiques sur la Vie et la Mort* et dont les statues, grâce à David d'Angers, accueillent nos étudiants aux deux portes principales de notre Faculté de Médecine.

L'agonie, la lutte de la fin, le combat terminal de la vie est d'une analyse capitale et c'est un passionnant, troublant et important problème que celui qui concerne la date de la mort.

Jadis (et il n'y a pas tellement longtemps), on pensait et on écrivait que la vie est séparée de la mort par une seconde dite de rupture. On regardait les mouvements respiratoires du mourant comme les derniers soupirs, comme les mouvements de la fin, mais aujourd'hui on sait qu'il suffit de faire respirer de l'oxygène à ce moment dit terminal pour voir dans certains cas la respiration spontanée reprendre, l'organisme échappant à la mort et repartant vers la vie.

Une courte excursion dans le domaine de la médecine expérimentale va nous permettre ensemble de faire de curieuses observations.

Une grenouille paraît morte. Sa circulation sanguine est arrêtée, le cœur ne bat plus, et cependant une injection de strychnine dans une patte postérieure va diffuser : des convulsions se produiront au bout d'une heure. Dans cet organisme inerte existent donc encore des courants sanguins capables de transporter des substances artificiellement introduites.

Un poisson, d'eau de mer ou d'eau douce, est soumis à une agression grave (mise à sec, intoxication, chaleur, électrocution...). Il est inerte, il ne respire plus et il a le ventre en l'air. Un bain caféiné a alors le pouvoir de faire renaître la respiration, l'activité motrice, puis l'équilibration; remis ensuite dans une eau normale, le poisson survivra.

Depuis que Paul Bert a souligné la résistance des jeunes rats à l'asphyxie, on a pu mesurer ce temps de résistance : un rat adulte décapité respire 3 mn; un raton très jeune dans les mêmes conditions expérimentales respire 54 mn.

L'étude du chien en état de mort apparente est plus troublante encore et des observations de laboratoire enregistrées avec M. et Mme Strumza vont nous montrer la portée de telles recherches réalisées grâce à la valeur de la technique et à la ténacité des efforts de mes deux collaborateurs.

Chez un chien anesthésié, dont la tension artérielle, la respiration, l'activité électrique du cœur et du cerveau sont notées, on détermine la mort par privation brusque d'oxygène dans les voies respiratoires. Respiration et circulation s'arrêtent. Or il est bien établi, qu'avec les méthodes actuelles de réanimation, compressions rythmées des ventricules, avec association d'insufflation pulmonaire d'oxygène pur et après un certain temps de ce traitement, on peut noter une reprise du cœur et des centres respiratoires, même lorsque ce traitement n'est pas immédiat.

Il y a dix ans, nous disions que lorsque les manœuvres de réanimation sont entreprises moins de 2 mn 30 s après l'arrêt du cœur provoqué par l'anoxie, le rétablissement des fonctions cardiaques est constant; il est fréquent avant 3 mn 30 s et possible avant 7 mn 30 s.

Actuellement, nous avons des reprises des battements cardiaques efficaces et prolongés après 30 mn d'arrêt cardiaque, lorsque la température des chiens est normale; après 45 mn quand la température est abaissée à 36° C; après 69 mn la température étant de 29° C. Le centre respiratoire s'est

montré encore plus résistant. Les mouvements respiratoires ont reparu dans toutes les expériences. Presque toujours ils se sont manifestés à la suite de la réoxygénation artificielle, plusieurs minutes ou dizaines de minutes avant que le cœur reprenne son activité. Enfin, les centres neuro-végétatifs retrouvent leur tonus normal; les réflexes tendineux et pupillaires sont à nouveaux mis en évidence.

Il est vrai que nous n'avons en vue, ici, que la reprise du cœur et des poumons devant une observation d'une durée relative — et que nous n'avons pas envisagé l'évolution ultérieure de nos cas — mais nos chiffres sont convaincants et prouvent la belle résistance d'un cœur et d'un bulbe devant la mort.

Que dire maintenant de *l'être humain* ? Comment passer sous silence les observations médicales faites par ceux qui soignent les poliomyélitiques et surtout comment négliger les faits signalés par les chirurgiens ? Je ne puis pas ne pas penser aux déclarations que me faisait Émile Jeanbrau, ancien Correspondant de notre Académie et qui, durant l'autre guerre, dans les ambulances du front, s'était donné au traitement des *morituri* avec des résultats qui ont fait l'admiration de ses confrères et ont introduit la méthode de la transfusion sanguine dans notre thérapeutique d'urgence. Il m'a souvent raconté ce souvenir. On est en 1917, à l'ambulance 13, dans la Marne. E. Jeanbrau rentre d'une permission au cours de laquelle, il a vu à Montpellier son collègue Emmanuel Hédon ressusciter des chiens saignés à blanc en leur transfusant leur propre sang rendu incoagulable par l'addition de citrate de soude. Sa détermination est prise mais « son cœur est partagé entre l'espoir de réussir et l'angoisse d'échouer », et le lendemain de son retour, il transfuse trois blessés mourants, dont deux reviennent à la vie immédiatement. « Ces deux blessés, rapportés dans leur lit, au milieu de leurs camarades qui les avaient vus emporter sans connaissance à la salle d'opération quelques instants plus tôt, furent considérés comme des blessés nouveaux. On eut beaucoup de peine à faire admettre que c'était les mêmes, revenus à la vie grâce à la transfusion. »

De nos jours les chirurgiens du thorax et du cœur font encore mieux, lorsque brusquement, au cours de l'acte opératoire, quelquefois le cœur s'arrête et que la « partie » paraît alors perdue. Cet accident est dix fois plus fréquent en chirurgie thoracique extra-cardiaque qu'en chirurgie

générale, et dix fois plus fréquent en chirurgie cardiaque qu'en chirurgie thoracique extra-cardiaque.

Or le massage du cœur, qui consiste en une compression rythmique de cet organe, correctement effectuée, longtemps poursuivie, va ramener l'activité motrice du cœur et la reprise de la respiration de l'opéré.

Certes il faut faire vite et ne pas oublier que le cerveau meurt avant le cœur et qu'il importe de ranimer un patient qui ne doit pas être un décérébré. 3 à 4 mn de latence, sans traitement, sont les chiffres généralement admis comme devant assurer une réanimation sans séquelle chez *l'homme*.

De plus, le traitement une fois commencé peut être très long. Il y a des récidives d'arrêt cardiaque. Il y a aussi cette redoutable complication de la fibrillation ventriculaire, c'est-à-dire une anarchie des contractions des fibres myocardiques. Le défibrillateur électrique heureusement est là qui bien appliqué, arrête cette anarchie musculaire.

Ainsi, Messieurs, je reprendrai cet enseignement de mon maître et prédécesseur Charles Richet qui enseignait que « rien n'est plus incertain que le moment de la mort ». Il paraît bien établi qu'au stade terminal de la vie, dans cette période qui sépare la vie et la mort, l'organisme puisse, quelquefois, être réanimé et c'est avec raison qu'aujourd'hui on individualise une *mort clinique* et une *mort biologique*, la mort clinique étant cette période au cours de laquelle une thérapeutique audacieuse peut être efficace.

En nous inspirant d'une oraison funèbre parfaitement connue, nous répèterons qu'il est quelquefois difficile de discerner si un être est dans le monde des vivants ou fait déjà partie du royaume des morts. Ne concluons pas trop vite à l'arrivée de la mort et au départ de la vie. Le grand silence est-il installé sans possibilité de retour ? Nous ne pouvons plus le croire. La mort clinique reste une zone, une période de combat médical et n'implique pas une irréversibilité. Quelquefois la victoire, je veux dire la survie du sujet, récompense les efforts du médecin ou du chirurgien audacieux et tenace. N'oublions pas, que devant la mort, l'organisme résiste et ne cède que progressivement, par paliers « comme s'il lui était difficile de ne plus être ».

Je donne la parole à M. le Secrétaire perpétuel pour les Sciences chimiques et naturelles pour la lecture du palmarès.

PRIX ET SUBVENTIONS ATTRIBUÉS EN 1957.

MATHÉMATIQUES.

Commissaires : MM. J. Hadamard, H. Villat, L. de Broglie, G. Julia, P. Montel, A. Denjoy, J. Pérès, R. Garnier, G. Darmois, M. Fréchet.

PRIX FRANCŒUR (80.000fr). — Le prix est décerné à M. **Jean-Pierre Serre**, professeur au Collège de France, pour ses travaux de topologie. *Rapporteur :* M. G. JULIA.

PRIX CARRIÈRE (110.000fr). — Le prix est décerné à M. **Raphaël Salem**, professeur à la Faculté des sciences de Paris, pour ses travaux sur les séries trigonométriques. *Rapporteur :* M. A. DENJOY.

PRIX EN HOMMAGE AUX SAVANTS FRANÇAIS ASSASSINÉS PAR LES ALLEMANDS EN 1940-1945 : RENÉ GOSSE, ARMAND LAMBERT, JACQUES SOLOMON (125.000fr). — Le prix est décerné à M. **Marc Zamansky**, professeur à la Faculté des sciences de Paris, pour ses travaux sur les sommations des séries divergentes. *Rapporteur :* M. G. JULIA.

MÉCANIQUE.

Commissaires : MM. A. de Gramont, H. Villat, L. de Broglie, G. Julia, A. Caquot, P. Montel, J. Pérès, H. Beghin, M. Roy, J. Leray.

PRIX MONTYON (275.000fr). — Le prix est décerné à M. **Robert Gerber**, ingénieur en chef du Génie maritime, pour ses travaux sur la mécanique des fluides. *Rapporteur :* M. J. LERAY.

PRIX PONCELET (210.000fr). — Le prix est décerné à M. **Louis Robin**, ingénieur en chef des Télécommunications, pour ses travaux d'électromagnétisme et de radioélectricité. *Rapporteur :* M. J. PÉRÈS.

PRIX PIERSON-PERRIN (210.000fr). — Le prix est décerné à M. **Georges Lepère**, ingénieur des arts et manufactures, pour l'ensemble de ses travaux sur la construction aéronautique. *Rapporteur :* M. A. DE GRAMONT.

ASTRONOMIE.

Commissaires : MM. Ch. Maurain. L, de Broglie, G. Fayet, P. Montel, A. Pérard, J. Cabannes, A. Danjon, J. Baillaud, A. Couder, G. Darmois.

PRIX DAMOISEAU (80.000fr). — Le prix est décerné à M. **Jean Meffroy**, chef de travaux à la Faculté des sciences de Montpellier, pour ses travaux de mécanique céleste. *Rapporteur :* M. A. DANJON.

GÉOGRAPHIE.

Commissaires : MM. Ch. Maurain, L. de Broglie, G. Durand-Viel, É.-G. Barrillon, A. Pérard, R. Courrier, D. Cot, G. Poivilliers, H. Humbert, P. Tardi, R. Brard.

PRIX GAY (150.000fr). — Le prix est décerné à M. **Jean Malaurie**, directeur d'études à l'École pratique des Hautes études, pour ses travaux de géographie physique concernant la partie Nord du Groenland. *Rapporteur :* M. P. TARDI.

PRIX TCHIHATCHEF (180.000^{fr}). — Le prix est décerné à M. **Robert Virot**, chargé de recherches au Centre national de la recherche scientifique, pour ses travaux de géographie botanique concernant la Nouvelle-Calédonie. *Rapporteur :* M. H. HUMBERT.

NAVIGATION.

Commissaires : MM. M. de Broglie, H. Villat, L. de Broglie, G. Julia, A. Caquot, G. Durand-Viel, É.-G. Barrillon, J. Pérès, H. Beghin, D. Cot, G. Poivilliers, M. Roy, J. Leray, L. Escande, P. Tardi, R. Brard.

PRIX PLUMEY (400.000^{fr}). — Le prix est décerné à M. **Pierre Satre**, ingénieur en chef de la Société nationale de construction aéronautique du Sud-Est, à Toulouse, pour la réalisation et la mise au point de l'avion bi-réacteur Caravelle. *Rapporteur :* M. A. CAQUOT.

PHYSIQUE.

Commissaires : MM. M. de Broglie, Ch. Maurain, A. de Gramont, L. de Broglie, Ch. Mauguin, C. Gutton, F. Joliot, J. Cabannes, G. Ribaud, L. Leprince-Ringuet, G. Darmois, F. Perrin.

PRIX HENRI DE PARVILLE (200.000^{fr}). — Le prix est décerné à Mme **Eugène Darmois**, née **Geneviève Sutra**, chef de travaux à la Faculté des sciences de Paris, pour ses travaux sur l'hydratation des ions, la nouvelle conception concernant l'ion hydrogène en solution, la conductibilité des métaux et alliages solides et fondus. *Rapporteur :* M. G. RIBAUD.

PRIX PAUL MARGUERITE DE LA CHARLONIE (450.000^{fr}). — Le prix est partagé entre :

M. **Pierre-Michel Duffieux**, professeur à la Faculté des sciences de Besançon, pour ses travaux d'optique. *Rapporteur :* A. DE GRAMONT.

M. **Marcel Perrot**, professeur à la Faculté des sciences d'Alger, pour ses recherches sur les lames minces. *Rapporteur :* M. G. RIBAUD.

FONDATION FERNAND HOLWECK (100.000^{fr}). — Un prix est décerné à M. **Pierre Chavasse**, ingénieur en chef des Télécommunications, pour ses travaux sur la téléphonie. *Rapporteur :* M. C. GUTTON.

CHIMIE.

Commissaires : MM. G. Bertrand, M. Delépine, P. Lebeau, J. Duclaux, A. Portevin, R. Courrier, L. Hackspill, P. Pascal, Ch. Dufraisse, G. Chaudron.

PRIX JECKER (630.000^{fr}). — Le prix est décerné à M. **Claude Fromageot**, professeur à la Faculté des sciences de Paris, pour l'ensemble de ses travaux de chimie organique et biologique. *Rapporteur :* M. G. BERTRAND.

FONDATION CAHOURS (80.000^{fr}). — Un prix est décerné à M. **Philippe Albert**, ingénieur-chef de service au Centre d'études de chimie métallurgique, pour ses travaux sur les applications des radio-éléments au contrôle de la pureté des métaux. *Rapporteur :* M. G. CHAUDRON.

MÉDAILLE BERTHELOT. — La médaille est attribuée à M. **Claude Fromageot**, lauréat du prix Jecker. *Rapporteur :* M. G. BERTRAND.

PRIX PHILIPPE-A. GUYE (80.000^{fr}). — Le prix est décerné à M. **Jean Salvinien**, professeur à la Faculté des sciences de Montpellier, pour ses travaux sur la diffusion. *Rapporteur :* M. J. DUCLAUX.

GÉOLOGIE.

Commissaires : MM. M. Caullery, Ch. Jacob, Ch. Mauguin, F. Grandjean, R. Courrier, P. Fallot, P. Pruvost, R. Perrin, J. Piveteau, G. Delépine.

FONDATION LUCIEN CAYEUX (80.000^fr^). — Un prix est décerné à Mlle **Solange Duplaix**, chargée de recherches au Centre national de la recherche scientifique, pour ses travaux sur la distribution des minéraux lourds dans les sédiments. *Rapporteur :* M. P. Pruvost.

FONDS DES JEUNES GÉOLOGUES (55.000^fr^). — Les arrérages de la fondation sont attribués à Mlle **Asunción Linares**, chef de travaux à l'Université de Grenade, pour lui faciliter ses travaux de comparaison des microfaunes et des faunes dans le Lias. *Rapporteur :* M. P. Fallot.

BOTANIQUE.

Commissaires : MM. G. Bertrand, L. Blaringhem, G. Ramon, R. Souèges, R. Courrier, R. Heim, R. Combes, H. Humbert, Ph. Guinier, L. Plantefol.

PRIX MONTAGNE (140.000^fr^). — Le prix est décerné à M. **Robert Lami**, directeur-adjoint du laboratoire maritime de Dinard, pour l'ensemble de son œuvre sur les Algues marines. *Rapporteur :* M. R. Heim.

PRIX FOULON (140.000^fr^). — Le prix est décerné à M. **François Pellegrin**, sous-directeur honoraire au laboratoire de Phanérogamie du Muséum national d'histoire naturelle, pour l'ensemble de son œuvre relative à la flore de l'Afrique tropicale. *Rapporteur :* M. H. Humbert.

ZOOLOGIE.

Commissaires : MM. M. Caullery, P. Portier, Ém. Roubaud, P. Wintrebert, L. Fage, L. Binet, G. Ramon, R. Courrier, P.-P. Grassé, Ch. Champy.

PRIX DA GAMA MACHADO (80.000^fr^). — Le prix est décerné à Mme **Eugène Cotton**, née **Hélène Charniaux**, maître de recherches au Centre national de la recherche scientifique, pour ses recherches sur la glande androgène des Crustacés supérieurs. *Rapporteur :* M. P.-P. Grassé.

PRIX POUCHARD (110.000^fr^). — Le prix est décerné à M. **Fred Stutinsky**, professeur à la Faculté des sciences de Strasbourg, pour ses travaux sur la neuro-sécrétion dans la série animale. *Rapporteur :* M. R. Courrier.

ÉCONOMIE RURALE.

Commissaires : MM. G. Bertrand, L. Blaringhem, R. Souèges, R. Courrier, M. Lemoigne, Ph. Guinier, R. Dujarric de la Rivière, R. Fabre, Cl. Bressou, M. Fontaine.

PRIX LAC (80.000^fr^). — Le prix est décerné à M. **Germain Mocquot**, directeur de la Station centrale de microbiologie et des recherches laitières de l'Institut national de la recherche agronomique, pour ses travaux de microbiologie et de technologie laitières. *Rapporteur :* M. Cl. Bressou.

PRIX FOULON (140.000^fr^). — Le prix est décerné à MM. **Jean Chevé**, directeur de l'annexe de l'Institut Pasteur de Larochebeaulieu et **Jean Gauthier**, chef du service vétérinaire de cette annexe, pour leurs travaux de médecine vétérinaire. *Rapporteur :* M. R. Dujarric de la Rivière.

ANTHROPOLOGIE.

Commissaires : MM. M. Caullery, L. Blaringhem, P. Portier, L. Fage, L. Binet, R. Courrier, P.-P. Grassé, J. Piveteau.

PRIX ANDRÉ-C. BONNET (500.000fr). — Le prix est décerné à Mme **Albert Genet**, née **Émilienne Varcin**, chef de travaux à la Faculté des sciences de Paris, pour l'ensemble de ses travaux anthropologiques, en particulier sur les Pygmées. *Rapporteur :* M. J. Piveteau.

MÉDECINE ET CHIRURGIE.

Commissaires : MM. P. Portier, E. Sergent, L. Binet, G. Ramon, R. Courrier, Ch. Laubry, J. Tréfouël, A. Lacassagne, G. Guillain, L. Bazy, Ch. Champy, F. de Gaudart d'Allaines.

PRIX MONTYON (500.000fr). — Le prix est décerné à MM. **Charles Richet**, membre de l'Académie de médecine, et **Antonin Mans**, inspecteur général de la santé publique, pour leur ouvrage intitulé : *Pathologie de la déportation*. *Rapporteur :* M. L. Bazy.

PRIX BARBIER (300.000fr). — Le prix est décerné à M. **Sylvain Blondin**, chirurgien de l'hôpital Beaujon, pour son ouvrage intitulé : *Chirurgie du corps thyroïde*. *Rapporteur :* M. F. de Gaudart d'Allaines.

PRIX BRÉANT (350.000fr). — Un prix est décerné à M. **Antoine Giroud**, professeur à la Faculté de médecine de Paris, pour ses travaux sur les malformations embryonnaires, et l'influence des infections sur celles-ci. *Rapporteur :* M. R. Courrier.

PRIX CHARLES BOUCHARD (100.000fr). — Le prix est décerné à MM. **Robert Aubaniac**, professeur agrégé d'anatomie à la Faculté de médecine d'Alger, et **Jacques Porot**, assistant d'électro-radiologie des hôpitaux de Paris, pour leur ouvrage intitulé : *Radio-anatomie générale de la tête*. *Rapporteur :* M. G. Guillain.

CANCER ET TUBERCULOSE.

Commissaires : MM. M. Caullery, L. Binet, G. Ramon, R. Courrier, Ch. Laubry, A. Lacassagne, G. Guillain, L. Bazy.

PRIX BARIOT-FAYNOT (100.000fr). — Le prix est décerné à M. **Pierre Denoix**, directeur du centre clinique et thérapeutique de l'Institut Gustave Roussy et de la section du cancer à l'Institut national d'hygiène, pour l'ensemble de ses travaux sur le cancer humain. *Rapporteur :* M. L. Bazy.

FONDATION ROY-VAUCOULOUX (250.000fr). — Un prix est décerné à M. **Jean-Louis Lortat-Jacob**, professeur agrégé à la Faculté de médecine de Paris, chirurgien de l'Hôpital Tenon, pour ses travaux sur la thérapeutique chirurgicale et radiochirurgicale du cancer de l'estomac et de l'œsophage. *Rapporteur :* M. F. de Gaudart d'Allaines.

PRIX LOUISE DARRACQ (90.000fr). — Le prix est décerné à M. **Wilhelm Bernhard**, maître de recherches au Centre national de la recherche scientifique à l'Institut de recherches sur le cancer (Villejuif), pour ses travaux sur la cellule cancéreuse étudiée au microscope électronique. *Rapporteur :* M. A. Lacassagne.

PRIX EUGÈNE ET AMÉLIE DUPUIS (80.000fr). — Le prix est décerné à M. **Henri Redon**, professeur à la Faculté de médecine de Paris, membre de l'Académie de chirurgie, pour ses travaux sur le traitement chirurgical des cancers de la tête et du cou et surtout des parotides. *Rapporteur :* M. L. Binet.

PHYSIOLOGIE.

Commissaires : MM. M. Caullery, P. Portier, L. Binet, G. Ramon, R. Courrier, P.-P. Grassé, A. Lacassagne, G. Guillain.

PRIX MONTYON (275.000fr). — Le prix est décerné à Mme **Boris Ephrussi**, née **Harriett Taylor**, maître de recherches au Centre national de la recherche scientifique, pour ses travaux sur la transformation des pneumocoques et leur hérédité. *Rapporteur :* M. P.-P. Grassé.

PRIX LA CAZE (300.000fr). — Le prix est décerné à M. **Roger Gautheret**, professeur à la Faculté des sciences de Paris, pour ses travaux sur la culture des tissus végétaux. *Rapporteur :* M. A. Lacassagne.

APPLICATIONS DE LA SCIENCE A L'INDUSTRIE.

Commissaires : MM. L. de Broglie, R. Esnault-Pelterie, É.-G. Barrillon, A. Portevin, A. Pérard, R. Courrier, P. Chevenard, G. Poivilliers, G. Darrieus, H. Parodi, R. Perrin.

PRIX HENRY GIFFARD (140.000fr). — Le prix est décerné à M. **Louis Maillard**, ingénieur en chef de la Marine, pour ses travaux relatifs à la tenue des sous-marins à la mer. *Rapporteur :* M. É.-G. Barrillon.

PRIX CAMÉRÉ (200.000fr). — Le prix est décerné à M. **Max Jacobson**, professeur à l'École centrale des arts et manufactures, pour ses ouvrages sur les travaux publics. *Rapporteur :* M. A. Portevin.

PRIX DU CALCUL MÉCANIQUE (100.000fr). — Le prix est décerné à M. **Jean Kuntzmann**, professeur à la Faculté des sciences de Grenoble, pour ses travaux de calcul numérique et automatique. *Rapporteur :* M. G. Darmois.

STATISTIQUE.

Commissaires : MM. L. Blaringhem, Ch. Maurain, H. Villat, L. de Broglie, P. Montel, É.-G. Barrillon, A. Denjoy, R. Courrier, G. Darmois.

PRIX MONTYON (275.000fr). — Le prix est décerné à M. **Georges Guilbaud**, directeur à l'École pratique des hautes études, pour ses travaux de calcul des probabilités, de théorie des jeux et leurs applications. *Rapporteur :* M. G. Darmois.

HISTOIRE ET PHILOSOPHIE DES SCIENCES.

Commissaires : M. Caullery, M. Delépine, H. Villat, L. de Broglie, G. Julia, P. Montel, R. Courrier, R. Heim, R. Garnier.

PRIX BINOUX (200.000fr). — Le prix est décerné à M. **Jacques Nicolle**, assistant au Collège de France, pour son ouvrage intitulé : *La symétrie dans la nature et les travaux des hommes. Rapporteur :* M. L. de Broglie.

OUVRAGES DE SCIENCES.

Commissaires : MM. L. Binet, P. Montel, L. de Broglie, R. Courrier, M. Caullery, É.-G. Barrillon, A. Pérard, M. Roy.

PRIX HENRI DE PARVILLE. — Deux prix de 100.000fr sont décernés à :

— M. **René Taton**, maître de recherches au Centre national de la recherche scientifique, pour ses travaux d'histoire des sciences. *Rapporteur :* M. P. Montel.

— M. **Kyrille Popoff**, membre de l'Académie des sciences de Bulgarie, pour ses travaux de thermodynamique des phénomènes irréversibles. *Rapporteur :* M. M. Roy.

PRIX GÉNÉRAUX.

PRIX FONDÉ PAR L'ÉTAT : Grand prix des sciences chimiques et naturelles (500.000fr). — Commissaires : MM. M. Caullery, L. Blaringhem, M. Delépine, L. Binet, R. Souèges, R. Courrier, P. Fallot, P.-P. Grassé.

Le prix est décerné à M. **Jean Malméjac**, professeur à la Faculté de médecine d'Alger, pour l'ensemble de ses travaux de physiologie. *Rapporteur :* M. R. Courrier.

PRIX PETIT D'ORMOY (700.000fr). — Commissaires : MM. H. Villat, L. de Broglie, G. Julia, P. Montel, É.-G. Barrillon, J. Pérès, P. Chevenard, G. Ribaud.

Le prix est décerné à M. **Jean Favard**, professeur à la Faculté des sciences de Paris, pour l'ensemble de son œuvre mathématique. *Rapporteur :* M. G. Julia.

PRIX LE CONTE (1.800.000fr). — Commissaires : MM. L. Binet, P. Montel, L. de Broglie, R. Courrier, M. de Broglie, M. Caullery, A. de Gramont, Ch. Mauguin, L. Fage, P.-P. Grassé, A. Lacassagne.

Le prix est décerné à M. **Jean Wyart**, professeur à la Faculté des sciences de Paris, pour ses travaux sur la synthèse des minéraux. *Rapporteur :* M. Ch. Mauguin.

PRIX HOULLEVIGUE (180.000fr). — Commissaires : MM. H. Villat, L. de Broglie, G. Julia, P. Montel, É.-G. Barrillon, A. Pérard, G. Darrieus, G. Ribaud.

Le prix est décerné à M. **Jacques Dixmier**, professeur à la Faculté des sciences de Paris, pour ses travaux sur *Les Algèbres d'opérateurs de l'espace hilbertien. Rapporteur :* M. G. Julia.

PRIX HIRN (225.000fr). — Commissaires : MM. L. Binet, P. Montel, L. de Broglie, R. Courrier, A. Caquot, G. Bertrand.

Le prix est décerné à M. **Antoine-Pierre Rollet**, professeur à la Faculté des sciences d'Alger, pour ses travaux sur l'électrolyse. *Rapporteur :* M. L. Hackspill.

PRIX AIMÉ BERTHÉ (90.000fr). — Commissaires : MM. M. Caullery, M. Delépine, Ch. Jacob, L. Binet, R. Souèges, R. Courrier, R. Heim, P.-P. Grassé.

Le prix est décerné à M. **Jacques Butterlin**, chargé des relations scientifiques de l'Institut français d'Amérique latine, pour ses deux ouvrages intitulés : *La géologie d'Haïti* et *La géologie des Antilles. Rapporteur :* M. Ch. Jacob.

PRIX LONCHAMPT (360.000fr). — Commissaires : MM. G. Bertrand, M. Caullery, M. Delépine, L. Binet, R. Courrier, G. Guillain, R. Souèges, R. Heim.

Le prix est décerné à MM. **Jean Hamburger**, professeur et **Maurice Derot**, professeur agrégé à la Faculté de médecine de Paris, pour leurs travaux sur l'insuffisance rénale et son traitement par le rein artificiel. *Rapporteur :* M. L. Binet.

PRIX HENRI BECQUEREL (200.000fr). — Mêmes Commissaires que pour le prix Hirn.

Le prix est décerné à M. **André Marquet** et à Mme, née **Madeleine Schleeveis**, ingénieurs de l'École supérieure d'optique, pour leur contribution à la réalisation de nouveaux instruments d'optique. *Rapporteur :* M. A. de Gramont.

PRIX CHARLES-LOUIS DE SAULSES DE FREYCINET. — Mêmes Commissaires que pour le prix Hirn.

Un prix de 200.000fr est décerné à M. **René-Guy Busnel**, directeur du laboratoire de physiologie acoustique de l'Institut national de la recherche agronomique, pour ses travaux de biologie animale. *Rapporteur :* M. L. Fage.

Deux prix de 150.000fr sont décernés à :

M. **Théophile Cahn**, directeur de laboratoire à l'École pratique des hautes études, pour son ouvrage intitulé : *La régulation des processus métaboliques dans l'organisme. Rapporteur :* M. R. Courrier.

M. **Camille Simonin**, professeur à la Faculté de médecine de Strasbourg, pour ses travaux sur la *Médecine du travail. Rapporteur :* M. R. Courrier.

Un prix de 100.000fr est décerné à M. **Maurice Daumas**, conservateur-adjoint du Musée du Conservatoire des arts et métiers, pour ses diverses publications d'histoire des sciences. *Rapporteur :* M. L. DE BROGLIE.

PRIX DU GÉNÉRAL MUTEAU (120.000fr). — Commissaires : MM. G. Bertrand, M. Caullery, M. Delépine, Ch. Jacob, L. Binet, A. Portevin, R. Souèges, R. Courrier.

Le prix est décerné à M. **Georges Delbart**, directeur scientifique de l'Institut de recherches de la sidérurgie, pour l'ensemble de ses travaux sur les aciers et leur application à la défense nationale. *Rapporteur :* M. A. PORTEVIN.

PRIX LAURA MOUNIER DE SARIDAKIS (120.000fr). — Commissaires : MM. L. Binet, L. de Broglie, R. Courrier, J. Cabannes, G. Ribaud, G. Bertrand, P. Lebeau, P. Portier.

Le prix est décerné à MM. **Pierre Cüer**, professeur à la Faculté des sciences de Strasbourg, et **Charles-Marie Gros**, professeur à la Faculté de médecine de Strasbourg, pour leurs travaux sur l'utilisation des plaques nucléaires en histophotographie. *Rapporteur :* M. G. RIBAUD.

PRIX ERNEST DECHELLE (150.000fr). — Commissaires : MM. G. Bertrand, M. Caullery, Ch. Jacob, A. Portevin, G. Ramon, R. Souèges, R. Courrier, R. Heim.

Le prix est décerné à M. **Marius Badoche**, assistant au Collège de France, pour l'ensemble de ses travaux de chimie organique, notamment dans le domaine de la stéréochimie. *Rapporteur :* M. M. DELÉPINE.

PRIX DU DOCTEUR ET DE Mme HENRI LABBÉ. — Commissaires : MM. G. Bertrand, L. Binet, R. Courrier, J. Tréfouël, P.-P. Grassé, M. Lemoigne, Ch. Champy, R. Fabre.

Deux prix de diététique de 80.000fr sont décernés à :

M. **Raoul Boulin**, professeur à la Faculté de médecine de Paris, pour ses travaux de diététique, en particulier sur les diabétiques. *Rapporteur :* M. L. BINET.

Mlle **Marie-Thérèse Régnier**, docteur en médecine, pour ses travaux sur le métabolisme du soufre dans ses rapports avec les équilibres alimentaires. *Rapporteur :* M. L. BINET.

Deux prix d'enseignement ménager de 80.000fr sont décernés à :

Mlle **Marie-Louise Cordillot**, inspectrice d'enseignement ménager de la Ville de Paris, pour ses publications sur l'enseignement ménager et l'alimentation familiale. *Rapporteur :* M. M. LEMOIGNE;

Mlle **Lucienne Leleu**, professeur d'enseignement ménager au Lycée Hélène-Boucher, à Paris, pour l'œuvre qu'elle a accomplie en élevant le niveau scientifique de l'enseignement ménager. *Rapporteur :* M. R. COURRIER.

Un prix de chimie biologique de 80.000fr est décerné à M. **Émile André**, membre de l'Académie d'agriculture, pour ses travaux de chimie végétale concernant principalement les ferments des Crucifères et des Linacées et les principes oléagineux de ces végétaux. *Rapporteur :* M. M. DELÉPINE.

PRIX LOUIS BONNEAU (250.000fr). — Mêmes Commissaires que pour le prix Hirn.

Le prix est décerné à M. **Roger Guillemin**, professeur à la Faculté de Médecine de l'Université Baylor, à Houston (Texas), pour ses travaux sur les rapports hypothalamo-hypophysaires. *Rapporteur :* M. R. COURRIER.

PRIX DE L'INSTITUT DÉCERNÉS SUR LA PROPOSITION DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

PRIX D'AUMALE (80.000fr). — Mêmes Commissaires que pour le prix Hirn.

Le prix est décerné à Mme **Georges Dubois**, née **Camille Droulez**, veuve du professeur de géologie de l'Université de Strasbourg, dont elle vient d'achever la publication des travaux. *Rapporteur :* M. P. PRUVOST.

PRIX OSIRIS. — Commissaires : MM. L. Binet, P. Montel, L. de Broglie, R. Courrier; M. de Broglie, M. Caullery, A. de Gramont, Ch. Mauguin, L. Fage, P.-P. Grassé, A. Lacassagne.

Un prix de 1.000.000 est décerné à M. **Edmond Sergent**, membre de l'Académie des sciences, fonda-

teur de l'Institut Pasteur d'Alger, où il s'est consacré à la protection des populations contre les maladies infectieuses. *Rapporteur :* M. M. CAULLERY.

PRIX DE Mme CLAUDE BERTHAULT. — Mêmes Commissaires que pour le prix Hirn.

Le prix de 120.000fr, de 1956, a été décerné à feu **Étienne Œmichen**, professeur au Collège de France, réalisateur de l'hélicoptère. *Rapporteur :* M. A. CAQUOT.

Le prix de 130.000fr, de 1957, est décerné à M. **Robert Genty**, colonel de l'Armée de l'air, pour son emploi d'une méthode nouvelle d'obtention de photographies aériennes destinées au levé des cartes. *Rapporteur :* M. D. COT.

FONDATION JAFFÉ (1.500.000fr). — Mêmes Commissaires que pour le prix Osiris.

Un prix est décerné à M. **Étienne Wolff**, professeur au Collège de France, pour l'ensemble de ses travaux d'embryologie expérimentale. *Rapporteur :* M. R. COURRIER.

FONDS GÉNÉRAUX DE RECHERCHES SCIENTIFIQUES.

FONDATION LOUTREUIL. — Conseillers : MM. L. Binet, L. de Broglie, R. Courrier, P. Montel, G. Bertrand, M. de Broglie.

Les subventions suivantes sont accordées :

— 100.000fr à M. **Roland Millecamps**, attaché de recherches au Centre national de la recherche scientifique, pour l'aider à réaliser ses travaux de glaciologie à Chamonix;

— 1.000.000fr à l'**Observatoire d'Abbadia**, pour son amélioration matérielle;

— 150.000fr au **Muséum national d'histoire naturelle**, pour l'achat d'œuvres du peintre animalier Édouard Mérite;

— 300.000fr à M. **Marian Jutisz**, sous-directeur du laboratoire de morphologie expérimentale et endocrinologie au Collège de France, pour l'achat d'appareils nécessaires à ses recherches biochimiques sur les substances gonadotropes;

— 350.000fr à l'**Observatoire de Nice**, pour l'achat de matériel;

— 80.000fr à l'**École polytechnique**, pour sa Bibliothèque;

— 40.000fr à la **Société d'encouragement pour l'industrie nationale**, pour sa Bibliothèque. *Rapporteur :* M. R. COURRIER.

FONDS DES LABORATOIRES. — Mêmes Commissaires que pour le prix Hirn.

Neuf prix de 100.000fr sont décernés à :

M. **Edmond Arnous**, maître de recherches au Centre national de la recherche scientifique, pour ses travaux de physique théorique. *Rapporteur :* M. L. DE BROGLIE.

M. **Augustin Blaquière**, maître de conférences à la Faculté des sciences de Bordeaux, pour ses travaux sur la résolution des équations différentielles non linéaires. *Rapporteur :* M. H. VILLAT.

M. **Roger Bouigue**, astronome-adjoint à l'Observatoire de Toulouse, pour ses recherches de spectroscopie et photométrie stellaire. *Rapporteur :* M. A. DANJON.

M. **Maurice Chèvremont**, professeur à la Faculté de médecine de Liège, pour ses recherches sur les cultures de tissus *in vitro*. *Rapporteur :* M. R. COURRIER.

M. **Paul Couteau**, assistant à l'Observatoire de Nice, pour ses travaux sur les étoiles doubles et l'astrophysique théorique. *Rapporteur :* M. A. DANJON.

Mme **Simone Hébert**, chargée de recherches à l'Institut national d'hygiène, pour ses travaux relatifs aux effets de l'action de la gelée royale d'abeille injectée aux mammifères. *Rapporteur :* M. L. BINET.

M. **Alexandre Lafont**, ancien médecin principal des Troupes coloniales, pour l'ensemble de ses recherches de parasitologie dans les régions tropicales. *Rapporteur :* M. E. ROUBAUD.

M. **Gaston Réméniéras**, ingénieur à l'Électricité de France, pour ses travaux d'hydraulique. *Rapporteurs :* MM. É.-G. Barrillon et L. Escande.

M. **Herbert Tuchmann-Duplessis**, professeur à la Faculté de médecine de Paris, pour son ouvrage intitulé : *Hormones hypophysaires*. *Rapporteur* : M. R. Courrier.

Une subvention de 40.000fr est attribuée à M. **Cornelis Elisa Bertus Bremekamp**, ancien professeur à l'Université de Pretoria, Transvaal, et membre de l'Académie royale des sciences des Pays-Bas, pour l'aider à poursuivre dans le laboratoire de M. Henri Humbert, au Muséum national d'histoire naturelle, a révision des Rubiacées de Madagascar. *Rapporteur :* M. H. Humbert.

PRIX DES GRANDES ÉCOLES ET UNIVERSITÉS. BOURSES D'ÉTUDES ET DE VOYAGES.

PRIX LAPLACE. — La médaille est décernée à M. **Michel Turpin**, né à Moulins (Allier), le 17 avril 1936, sorti premier de l'École polytechnique.

FONDATION L.-E. RIVOT. — Les quatre élèves dont les noms suivent, sortis en 1957, avec le nº 1 ou 2 de l'École polytechnique, dans les Corps des mines et des ponts et chaussées, reçoivent :

— M. **Michel Turpin**, entré premier à l'École des mines, 80.000fr ;

— M. **Lucien Sajus**, entré second à l'École des mines, 40.000fr;

— M. **Michel Pechere**, entré premier à l'École des ponts et chaussées, 80.000fr ;

— M. **Claude Lamure**, entré second à l'École des ponts et chaussées, 40.000fr.

FONDATION GIRBAL-BARAL (120.000fr). — Une allocation est accordée à M. **Alain Delagrange**, interne des Hôpitaux, pour ses procédés d'exploration du poumon.

FONDATION RICHARD. — Commissaires : MM. L. Binet, P. Montel, L. de Broglie, R. Courrier, A. Caquot, G. Bertrand.

Une bourse de 80.000fr est attribuée à M. **Alexandre Ivanoff**, sous-directeur du laboratoire de physique appliquée au Muséum national d'histoire naturelle, pour les mesures de polarisation de la lumière sous-marine qu'il désire effectuer à l'Institut océanographique de Monaco. *Rapporteur :* M. M. Fontaine.

FONDS DES BOURSES. — Mêmes Commissaires que pour la Fondation Richard.

Une bourse de 50.000fr est attribuée à Mlle **Marie-Madeleine Roblot**, aide-chimiste au laboratoire de géologie du Collège de France, pour ses recherches sur la microfaune du Briovérien et les microfaciès du Trias. *Rapporteur :* M. P. Fallot.

FONDS D'ASSISTANCE. — Mêmes Commissaires que pour la Fondation Richard.

Sur ce fonds, constitué par la réunion des ressources destinées à aider les savants ou leurs familles, il été distribué, en 1957, une somme de 2.770.000fr.

LECTURE.

M. Louis de Broglie, Secrétaire perpétuel, lit une *Notice sur la vie et l'œuvre de Émile Borel, Membre de la Section de Géométrie*. Cette Notice sera imprimée dans le recueil des *Notices et Discours*, t. IV.

L. B. R. C.



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 16 DÉCEMBRE 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

MM. **Maurice Fréchet** signale à l'Académie la présence de M. **Kyrille Popoff**, Membre de l'Académie des sciences de Bulgarie, lauréat de notre Académie. M. le Président lui souhaite la bienvenue et l'invite à prendre part à la séance.

Les travaux scientifiques de Robert Esnault-Pelterie (1881-1957)
par M. **Armand de Gramont**.

Robert Esnault-Pelterie, au cours de sa carrière de physicien, a étudié de nombreux problèmes; il a entrepris des recherches théoriques variées et a réalisé des expériences qui ont eu un vaste retentissement.

En 1901, préparant sa licence ès sciences à la Sorbonne, il obtint le certificat de chimie et montra dès cette année, au cours des manipulations, une adresse et une originalité qui étonnèrent tous ses camarades.

Les problèmes d'aérodynamique, que pose alors l'espoir de la conquête de l'air, font l'objet de ses premiers travaux. Il avait, dès 1900, construit un cerf-volant d'une superficie de 18 m² qui lui permit d'étudier l'influence du vent à des incidences variables. En 1904, alors que les frères Wright venaient de réaliser leur premier appareil, il effectue une série d'expériences qui vont préparer ses vols futurs et il construit un biplan inspiré du modèle auparavant préconisé par le Français Octave Chanute. Il remplace bientôt le gauchissement des surfaces portantes par des ailerons mobiles.

Dès 1905, il installe les surfaces en essai sur une voiture dynamométrique et détermine la résultante des pressions. Ses expériences en vol plané lui montrent les qualités de l'empennage arrière que Chanute avait conseillé. Il construit le premier fuselage en tubes métalliques; il le garnit d'étoffe et profile les haubans.

Il crée, pour assurer la conduite de l'appareil par les ailerons et par le gouvernail de profondeur, une commande au moyen d'un seul levier vertical qui, depuis son apparition, porte le nom de « manche à balai ». Ce dispositif très simple donne l'impression au pilote que l'appareil suit le mouvement de sa main; les aviateurs du début du siècle se souviennent de la simplification ainsi apportée au pilotage : le dispositif connut un succès mondial.

C'est l'atterrissage qui, de tout temps, a été le problème délicat de l'aviateur. Esnault-Pelterie réalise dès le début de 1907 le frein oléo-pneumatique qui adoucit le choc de l'atterrissage et supprime le rebondissement de l'avion.

En 1910, il imagine, pour vérifier la résistance des éléments d'un avion, la méthode des essais au sable : l'avion est retourné, ses ailes sont chargées d'une quantité de sable convenablement répartie; leur déformation ou leur rupture donne de précieux renseignements. Les formules qui en résultent sont adoptées cette même année par la Commission de Navigabilité aérienne.

Dès le début de l'aviation, le problème du moteur léger s'est posé; Esnault-Pelterie a créé le moteur en étoiles à nombre impair de cylindres. Nous ne pourrons résumer ici sa théorie, mais le rôle joué par cette nouvelle solution a justifié ses espoirs. Son premier moteur en éventail est réalisé en 1906 et, en 1912, il en construit un de 90 ch à sept cylindres en étoile.

En dehors des questions relatives à l'aviation, il effectue des recherches sur la turbine à combustion, sur la pompe à percussion, sur la transmission hydraulique de puissance.

Par la suite, il s'occupe de différents problèmes de physique théorique, tels que la dureté hertzienne; il étudie les méthodes permettant la mesure de l'hystérésis élastique d'une huile destinée à la mesure des hautes pressions.

Il y a 30 ans, en 1927, il fait à la Société Astronomique de France une surprenante communication sur l'exploration par fusées de la très haute atmosphère et la possibilité des voyages interplanétaires. Il établit les plans d'une telle fusée dont il a étudié tous les éléments et, en 1930, il publie un livre sur l'astronautique.

Par la suite, ce sont surtout des études théoriques qui retiennent son attention. Certaines d'entre elles ont fait l'objet de Notes aux Comptes rendus de l'Académie, notamment sur l'application de l'analyse dimensionnelle à l'étude de l'écoulement turbulent.

Ainsi Robert Esnault-Pelterie a débuté par des essais d'aérodynamique et des expériences qu'il exécuta non sans danger après avoir fait son éducation de pilote en vol plané; il a apporté à l'aviation naissante des solu-

tions ingénieuses qui ont déterminé de grands progrès et sa carrière s'est terminée par des études où il a fait preuve des plus belles qualités de théoricien.

Notice nécrologique sur RENÉ DE LITARDIÈRE,
par M. **HENRI HUMBERT.**

Né à Mazière-en-Gâtine (Deux-Sèvres) le 24 juin 1888, **RENÉ VERRIET DE LITARDIÈRE**, Correspondant de l'Académie des Sciences dans la Section de Botanique depuis le 4 novembre 1946, est mort le 24 octobre dernier, dans son village natal, où il s'était retiré.

Il était le fils d'un médecin déjà touché lui-même par la vocation de naturaliste, et qui a laissé le souvenir d'un entomologiste et botaniste amateur de talent. Après trois ans d'études médicales, pourtant bien commencées, le jeune René de Litardière renonçait à suivre la carrière paternelle pour se vouer entièrement à la Botanique. Il possédait à la fois cet ensemble d'aptitudes que l'on nomme familièrement le « flair », et cette vive curiosité d'esprit qui conduit à la recherche scientifique.

De santé fragile, il a montré qu'avec des moyens physiques modestes, un savant animé par l'enthousiasme pour la recherche et le dévouement à ses élèves peut jouer un rôle important dans la discipline à laquelle il s'est voué. Depuis 1907 jusqu'à ses derniers moments, il n'a cessé de poursuivre et de perfectionner son œuvre, consacrée à la cytologie, à la systématique et à la géographie botanique. Son herbier, commencé dès l'âge de 8 ans, sans cesse enrichi, rappelle le souvenir de ses voyages dans une grande partie de l'Europe, en Corse, en Afrique du Nord, et renferme la plupart des documents qui ont servi de base à ses recherches.

La carrière universitaire s'offrait à lui avec les plus belles perspectives d'études approfondies, de rapports étroits avec les autres savants, de dévouement à la Science, de possibilité de former des disciples.

Assistant depuis 1920, puis chef de travaux et chargé de cours à la Faculté des Sciences de Lille, il était nommé en 1931 professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble, poste qu'il détint jusqu'à sa retraite récente, donnant à la chaire qu'il occupait une importance considérable et une renommée étendue.

Malheureusement la maladie n'a pas permis à René de Litardière d'achever les travaux qu'il poursuivait, en particulier, le grand *Prodrome de la Flore corse*, dont il avait, après le regretté John Briquet, assumé l'élaboration, lui conservant une tenue scientifique digne de son illustre prédécesseur. Après avoir dû prendre prématurément sa retraite, son état générale aggravé par des soucis au sujet de son fils, parti en Algérie, ne lui

permit pas de résister à la maladie à laquelle il succomba après des souffrances courageusement supportées.

En cytologie, ses recherches ont porté surtout sur l'étude de la caryocinèse somatique des Filicinées, qui a constitué le sujet de sa thèse, soutenue à Paris en 1921, et qui a obtenu le Prix Errera de la Société royale de Botanique de Belgique. Ce travail apporte d'importants résultats tant sur la structure fine des chromosomes des Fougères que sur le point de vue cyto-taxinomique, et mérite de particulières louanges en raison des difficultés propres à ce groupe, et du très grand nombre des chromosomes qui s'y rencontrent. De Litardière devait étendre ces recherches aux Phanérogames, découvrant de nombreux faits intéressants dans divers groupes.

Ses travaux de systématique et de géographie botanique, sciences étroitement dépendantes, se rapportent à l'étude des Fougères, à celle des Fétuques, et enfin à la flore et à la végétation méditerranéennes.

De Litardière a étudié surtout les fougères de France, de Corse, de la Péninsule ibérique, et du Maroc, décrivant des types et des hybrides nouveaux et précisant la distribution d'espèces intéressantes pour la géographie botanique.

Dans le domaine des Fétuques, il a étudié la morphologie, l'histotaxie et la biogéographie des *Festuca*, sous-genre *Eufestuca*, dont les espèces, très polymorphes, jouent un rôle important, surtout dynamique, dans les associations montagnardes où ces Graminées constituent des caractéristiques très fidèles.

Grâce à de nombreux voyages dans la plus grande partie de la région méditerranéenne occidentale, de Litardière avait acquis une profonde connaissance de sa flore et de sa végétation, publiant parfois en collaboration avec notre regretté confrère René Maire et M. G. Malcuit, des travaux importants sur la Corse, le Grand Atlas marocain et la Sierra Nevada espagnole. Il s'est consacré plus particulièrement à l'étude phytosociologique de plusieurs massifs montagneux, éclaircissant entre autres, l'histoire des « pozzines », ces curieuses tourbières de montagnes parsemées de trous remplis d'eau. Il avait 18 ans lorsque parut sa première publication sur la Corse, où depuis lors il se rendait presque chaque année pour en parfaire l'étude botanique, interrompue, seulement, sur le terrain, pendant les périodes de guerre. Sa dernière publication sur l'île, parue en 1955, constitue le tome III, partie 2, du *Prodrome de la Flore corse* (P. Lechevalier, éditeur).

Dans des régions bien différentes, il a étudié aussi les associations halophiles des embouchures dans le Pas-de-Calais, et les pelouses xérophiles calcaires du domaine atlantique français. Il s'était attaché, dans ses dernières années, à l'étude caryosystématique des espèces critiques, et

était parvenu, grâce à ce moyen d'investigation efficace, à résoudre d'importants problèmes.

Ses travaux portent la marque d'un esprit scrupuleux et précis, qui leur confère une valeur durable, et ne sacrifient jamais le souci de l'exactitude à l'intérêt des théories.

Le nom de René de Litardière restera dans nos mémoires comme celui d'un botaniste de grand mérite, d'un professeur éminent — il a formé plusieurs élèves de valeur — qui a fait honneur à l'Université et à notre Académie, où il avait été accueilli depuis plus de dix ans parmi nos Correspondants.

A Mme de Litardière, l'Académie des Sciences adresse ses sincères condoléances, en s'associant au deuil de sa famille et aux regrets de ses amis et de ses élèves.

Notice nécrologique sur LOUIS GALLAVARDIN, *Correspondant de l'Académie pour la Section de Médecine et Chirurgie,* par M. CHARLES LAUBRY.

Né à Lyon, le 20 août 1875, **LOUIS GALLAVARDIN** y est mort le 2 décembre 1957.

Ayant consacré sa vie scientifique aux affections cardiovasculaires, il est considéré comme le chef de l'École cardiologique lyonnaise.

Élève de l'éminent anatomopathologiste que fut le Professeur Tripier, il resta fidèle dans son enseignement à la tradition anatomoclinique. Ses travaux sont le fruit de cette rigoureuse méthode d'observation, qui réserve cependant une large part aux techniques nouvelles d'investigation. Ils ont alimenté, par plus de 300 publications, chacun des grands chapitres de la cardiologie, et ont porté sur trois points principaux.

En premier lieu, il explora minutieusement avec ses élèves, Dumas et Gravier, le champ jusqu'alors assez touffu des arythmies. Il projeta de nouvelles lumières sur les bradycardies par dissociation *a-v*. Il groupa, à la faveur des tracés mécaniques, les nombreuses variétés, fréquentes ou rares, de l'extra-systolie, et des tachycardies paroxystiques, sans que l'électrocardiographie actuelle y vienne rien ajouter. Il fit une étude sérieuse des fibrillations auriculaires, de leur pathogenèse, de leur traitement quinidique. Enfin il inspira la thèse de Gravier, véritable et définitif monument sur le pouls alternant.

Viennent en second lieu les travaux de Gallavardin sur la pathologie du myocarde proprement dite. Je relèverai à son actif, quasi exclusif, un type inédit et qui a définitivement droit de cité : le rétrécissement aortique des jeunes sujets comportant une séméiologie spéciale; l'hyper-

trophie cardiaque primitive ayant trait à une myocardite inflammatoire d'étiologie discutée, étudiée avec son élève le Professeur Froment, probablement de nature tuberculeuse, tous chapitres neufs et durables.

Enfin dernier point : ses incursions longues et fécondes, d'une part, sur l'hypertension artérielle, tant au point de vue technique sphygmomanométrique qu'à celui de sa valeur séméiologique, ses travaux de longue haleine aboutissant à un important traité qui est devenu classique; d'autre part, ses recherches sur les artérites des membres, effectuées avec son élève devenu un Maître en la matière, le Professeur Paupert-Ravault. Je ne saurais oublier dans ce domaine ses nombreux articles, sur la question primordiale en cardiologie, qui est celle de l'angine de poitrine. Ici également, les documents anatomocliniques aboutirent à une synthèse pathogénique et séméiologique qui justifie une fois de plus l'épithète d'observateur attentif et original que mon Maître Vaquez, appliquait à Gallavardin.

C'est un grand médecin qui disparaît et aussi l'un des représentants les plus autorisés de la cardiologie française. Je perds en lui un ami très fidèle et très cher, mon conseiller de toujours et mon guide.

Qu'il me soit permis d'exprimer les condoléances de l'Académie à Mme Gallavardin, à sa famille, en particulier à son fils, le Docteur Léon Gallavardin, à tous les disciples que ce chef d'école de réputation mondiale a formés.

ÉQUATIONS AUX DÉRIVÉES PARTIELLES. — *La solution unitaire d'un opérateur différentiel linéaire et analytique.* Note (*) de M. **Jean Leray**.

La solution unitaire $U(\xi, y)$ d'un opérateur différentiel linéaire est la solution du problème de Cauchy le plus simple : second membre égal à 1; données de Cauchy nulles sur un hyperplan ξ. On énonce les propriétés de $U(\xi, y)$: uniformisation, réciprocité, détermination explicite. Elles permettront l'étude de la solution du problème général de Cauchy, qui s'exprime par des quadratures portant sur U.

1. *Notations.* — X est un domaine d'un *espace affin* sur le corps des nombres complexes; $\dim X = l$; x et y sont des points de X; les coordonnées de x sont notées $(x_1, \ldots, x_l)$; ξ et η sont des fonctions linéaires de x, à valeurs numériques complexes; la valeur de ξ en x est

$$\xi . x = \xi_0 + \xi_1 x_1 + \ldots + \xi_l x_l;$$

$(\xi_0, \ldots, \xi_l)$ sont les coordonnées de ξ; les ξ constituent un espace vectoriel Ξ de dimension $l+1$; ξ^* désigne l'hyperplan d'équation $\xi . x = 0$.

Soit un polynome en ξ, indépendant de ξ_0, à coefficients fonctions holo-

morphes de x

$$a(x, \xi) = b(\xi, x) = \sum_{j_1+\ldots+j_l=j\leqq m} a_{j_1\ldots j_l}(x)\xi_1^{j_1}\ldots\xi_l^{j_l};$$

nous notons

$$h(x, \xi) = \sum_{j_1+\ldots+j_l=m} a_{j_1\ldots j_l}(x)\xi_1^{j_1}\ldots\xi_l^{j_l},$$

$$a\left(x, \frac{\partial}{\partial x}\right) = \sum_{j_1+\ldots+j_l=j\leqq m} a_{j_1\ldots j_l}(x)\frac{\partial^j}{\partial x_1^{j_1}\ldots\partial x_l^{j_l}}.$$

$$b\left(x, \frac{\partial}{\partial x}\right)u(x) = \sum_{j_1+\ldots+j_l=j\leqq m} \frac{\partial^j}{\partial x_1^{j_1}\ldots\partial x_l^{j_l}}[a_{j_1\ldots j_l}(x)\,u(x)].$$

Notons :

$$a^\star(\xi, x) = a(x, -\xi), \qquad b^\star(x, \xi) = b(-\xi, x).$$

$a^\star(\partial/\partial x, x)$ est l'adjoint de $a(x, \partial/\partial x)$; $b^\star(x, \partial/\partial x)$ celui de $b(\partial/\partial x, x)$.

Définition. — La *solution unitaire* de $a(x, \partial/\partial x)$ est la solution $\mathrm{U}(\xi, y)$ du problème de Cauchy d'ordre m : $a(y, \partial/\partial y)\,\mathrm{U}(\xi, y) = 1$, $\mathrm{U}(\xi, y)$ s'annule m fois pour $\xi.y = 0$.

$\mathrm{U}(\xi, y)$ est évidemment homogène de degré 0 en ξ : c'est une fonction de $(\xi^\star, y)$.

2. *Uniformisation de la solution unitaire* U *de a.* — Une uniformisation de $\mathrm{U}(\xi, y)$, valable quand on fixe ξ, résulte immédiatement d'une Note récente (1). En appliquant les conclusions de cette Note à l'espace produit $\Xi \times X$, on peut obtenir une autre uniformisation de $\mathrm{U}(\xi, y)$, valable quand on fixe y; nous aurons à l'utiliser; son énoncé est d'ailleurs plus simple; le voici :

Définition. — Considérons *le système d'Hamilton :* $(j = 1, \ldots, l)$

$$dx_j = h_{\xi_j}(x, \xi)\,dt, \qquad d\xi_j = -h_{x_j}(x, \xi)\,dt, \qquad d\xi_0 = \left[\sum_j x_j h_{x_j} - h\right] dt.$$

Ce système différentiel est le seul qui laisse invariante la forme

$$(d\xi).x + h(x, \xi)\,dt;$$

il possède les intégrales premières

$$h(x, \xi), \quad \xi.x + (1 - m)\,t\,h(x, \xi).$$

Notons Q la quadrique de $\Xi \times X$ ayant pour équation

$$\text{(1)} \qquad \mathrm{Q}: \quad \eta.y = 0.$$

La solution du système d'Hamilton issue du point (η, y) de Q sera notée

$$\xi(t, \eta, y), \quad x(t, \eta, y).$$

Autrement dit :

$$\xi(0, \eta, y) = 0, \qquad x(0, \eta, y) = 0, \qquad \eta.y = 0.$$

Puisque $h(x, \xi)$ est homogène en ξ de degré m, $\xi(t, \eta, y)$ est une fonction de $(t^{1/(1-m)}, \eta)$ homogène de degré 1 ; $\xi(t, \eta, y)$ est holomorphe pour

$$|t| < \rho(\eta, y). \tag{2}$$

Nous nommons *voisinage caractéristique* de Q la variété analytique Φ que constituent les (t, η, y) vérifiant (1) et ou bien (2), ou bien une condition analogue plus stricte. L'application holomorphe de Φ dans $\Xi \times X$,

$$(t, \eta, y) \to (\xi(t, \eta, y), y)$$

est nommée *projection caractéristique*. Elle applique homéomorphiquement sur Q la sous-variété de Φ d'équation $t = 0$; nous convenons d'identifier le point $(0, \eta, y) \in \Phi$ et sa projection $(\eta, y) \in Q$:

$$Q \subset \Phi.$$

Φ est un *voisinage de* Q *au-dessus* de $\Xi \times X$, au sens de [1], dont nous emploierons la terminologie.

Nota. — Le système d'Hamilton (I) est classique en Mécanique analytique; rappelons qu'en posant

$$\xi_j = V_{x_j}, \qquad \xi . x = V$$

on le transforme en les équations des caractéristiques de *l'équation de Jacobi*

$$V_t + h(x, V_x) = 0.$$

Voici *le théorème d'uniformisation :*

Théorème 1. — 1° *La solution unitaire* $U(\xi, y)$ *et ses dérivées en* (ξ, y) *d'ordre* $< m$ *sont holomorphes sur un voisinage caractéristique* Φ *de* Q.

2° *Le déterminant fonctionnel*

$$\frac{D(\xi_0, \xi_1, \ldots, \xi_l, y_1, \ldots, y_l)}{D(t, \eta_1, \ldots, \eta_l, y_1, \ldots y_l)}$$

de la projection caractéristique est le produit de $h(y, \eta)$ *par une fonction holomorphe, ne s'annulant pas. La variété* Δ *où s'annule ce déterminant a donc pour équation*

$$\Delta : \quad h(y, \eta) = 0.$$

3° *La projection caractéristique projette* Δ *sur l'ensemble* K *des points* (ξ, y) *de* $\Xi \times X$ *tel que l'hyperplan* ξ^* *touche le conoïde caractéristique de sommet* y.

4° *Près d'un point ordinaire de* Q *:*

K *est un ensemble analytique de dimension complexe* $2l$*;*

Φ *est un revêtement fini de* X, *ramifié au-dessus de* K*;* $U(\xi, x)$ *est une fonction algébroïde, se ramifiant sur* K *et dont le degré est le degré de ramification de* Φ.

Le degré de cette ramification est 1, *c'est-à-dire* $U(\xi, x)$ *est holomorphe, en un point* (η, y) *de* Q *non caractéristique, c'est-à-dire où*

$$\eta . y = 0, \qquad h(y, \eta) \neq 0.$$

Ce degré est 2 et K est une variété régulière en un point (η, y) *de Q caractéristique régulier, c'est-à-dire où*

$$\eta . y = 0, \qquad h(y, \eta) = 0, \qquad \sum_j h_{y_j} h_{\eta_j} \neq 0.$$

Un point (η, y) de Q est *ordinaire* quand il n'est pas exceptionnel ; quand il est *exceptionnel*, l'hyperplan η^* de X touche le conoïde caractéristique de sommet y le long d'une courbe passant par y. Plus précisément :

Définition. — Le point (η, y) de Q est *exceptionnel* quand il existe dans X une bande bicaractéristique, issue de y, fonction holomorphe d'un paramètre t et dont le point de paramètre t appartient à η^* ; t est une variable numérique voisine de zéro.

3. *Réciprocité de la solution unitaire.* — *Définition.* — Supposons $a(x, \xi)$ polynome en (x, ξ). Notons n le plus petit entier tel que

$$x_0^n a\left(\frac{x}{x_0}, x_0\xi\right) = A(x_0, x_1, \ldots, x_l, \xi_1, \ldots, \xi_2)$$

soit un polynome en (x_0, x, ξ) ; n est de signe quelconque ; x_0 est une variable numérique. Le *transformé de Laplace* de $a(x, \partial/\partial x)$ est l'opérateur, d'ordre $m+n$, homogène de degré $-n$

$$A\left(-\frac{\partial}{\partial\xi}, \xi\right) = A\left(-\frac{\partial}{\partial\xi_0}, \ldots, -\frac{\partial}{\partial\xi_l}, \xi\right).$$

Nota. — Le transformé de Laplace de $a(\partial/\partial x, x)$ est $A(\xi, -\partial/\partial\xi)$, la définition de A restant la même. Une tranformation affine des coordonnées n'altère ni l'adjoint a^* ni le transformé de Laplace A de l'opérateur a.

La transformation de contact de Legendre transforme les caractéristiques de $a(x, \partial/\partial x)$ en les caractéristiques coniques de $A(-\partial/\partial\xi, \xi)$:

Théorème 2. — *Rappelons que les caractéristiques de* $a(x, \partial/\partial x)$ *sont les variétés, d'équation* $u(x) = 0$, *solutions de*

$$h(x, u_x) = 0. \tag{1}$$

1° *Les caractéristiques de* $A(-\partial/\partial\xi, \xi)$ *sont les variétés, d'équation*

$$\xi_0 + \varphi(\xi_1, \ldots, \xi_l) = 0,$$

solutions de

$$h(\varphi_\xi, \xi) = 0. \tag{2}$$

2° *Soit une caractéristique de* $a(x, \partial/x)$, *d'équation* $u(x) = 0$; *l'élimination de* x *entre les relations*

$$\left\{\begin{array}{l} u(x) = 0, \\ \dfrac{\xi_1}{u_{x_1}} = \ldots = \dfrac{\xi_l}{u_{x_l}} = \dfrac{\varphi}{\sum x_j u_{x_j}} \end{array}\right. \tag{3}$$

définit une fonction $v(\xi_1, \ldots, \xi_l)$, *homogène de degré* 1 ; *on a*

$$(4) \qquad x_1 = v_{\xi_1}, \quad \ldots, \quad x_l = v_{\xi_l}.$$

La variété d'équation $\xi_0 + v(\xi_1, \ldots, \xi_l) = 0$ *est donc une caractéristique conique, de sommet zéro, de* $A(-\partial/\partial\xi, \xi)$.

3° *Réciproquement soit une telle caractéristique, d'équation* $\xi_0 + v(\xi_1, \ldots, \xi_l) = 0$. *L'élimination de* $\xi_1, \ldots, \xi_l$ *entre les relations* (4), *qui sont homogènes en* ξ *de degré zéro, définit une relation* $u(x) = 0$; (3) *a lieu. La variété d'équation* $u(x) = 0$ *est donc une caractéristique de* $a(x, \partial/\partial x)$.

De (1) et (2) résulte immédiatement ceci :

Théorème 3. — $a(x, \partial/x)$ *et son transformé de Laplace* $A(-\partial/\partial\xi, \xi)$ *ont mêmes bicaractéristiques.*

Définition. — Soit un entier r. Si $r \leqq 0$, notons $U_r(\xi, y)$ la solution du problème de Cauchy :

$$a\left(y, \frac{\partial}{\partial y}\right) U_r(\xi, y) = \frac{(-\xi . y)^{-r}}{(-r)!}, \qquad U_r(\xi, y) \text{ s'annule } m - r \text{ fois pour } \xi . y = 0.$$

On a

$$U_{r+1}(\xi, y) = -\frac{\partial}{\partial \xi_0} U_r(\xi, y).$$

Nous définirons U_r, pour $r > 0$, par la formule qui précède.

$U_r(\xi, y)$ s'annule $m - r$ fois pour $\xi . y = 0$, si $m > r$;

$a(y, \partial/\partial y) U_r(\xi, y) = 0$, si $r > 0$;

$U_0(\xi, y) = U(\xi, y)$ est la solution unitaire de $a(x, \partial/\partial x)$.

Définissons de même $U^*_r(\xi, y)$ à partir de $a^*(\partial/\partial x, x)$.

Voici le *théorème de réciprocité*, dont le théorème 5 résulte aisément :

Théorème 4. — $U^*_{-n}(\xi . y)$ *est la solution unitaire homogène de* $A[-\partial/\partial\xi, \xi]$, c'est-à-dire la solution du problème de Cauchy, d'ordre $m + n$:

$$A\left(-\frac{\partial}{\partial \xi}, \xi\right) U^*_{-n}(\xi, y) = 1, \qquad U^*_{-n}(\xi, y) \text{ s'annule } m + n \text{ fois pour } \xi . y = 0.$$

Corollaire 4. — *Si* $r + n \leqq 0$, $U^*_r(\xi, y)$ *est la solution du problème de Cauchy :*

$$A\left(-\frac{\partial}{\partial \xi}, \xi\right) U^*_r(\xi, y) = \frac{(-\xi . y)^{-r-n}}{(-r-n)!}, \qquad U^*_r(\xi, y) \textit{ s'annule } m + n \textit{ fois pour } \xi . y = 0.$$

$$A\left(-\frac{\partial}{\partial \xi}, \xi\right) U^*_r(\xi, y) = 0 \qquad \textit{si} \quad r + n > 0.$$

4. *Détermination explicite de* U_m *et* U^*_m *quand* $a(x, \partial/\partial x)$ *est linéaire en* x *et homogène en* $\partial/\partial x$. — Théorème 5. — *Soit*

$$a\left(x, \frac{\partial}{\partial x}\right) = h_0\left(\frac{\partial}{\partial x}\right) + x_1 h_1\left(\frac{\partial}{\partial x}\right) + \ldots + x_l h_l\left(\frac{\partial}{\partial x}\right),$$

les h_i *étant homogènes d'ordre* m. *La projection caractéristique* $\xi(t, \eta)$ *est la*

solution du système

$$d\xi_i = -h_i(\xi)\, dt \qquad (i = 0, 1, \ldots, l)$$

issue de $\xi(0, \eta) = \eta$; *rappelons que* $\eta . y = 0$.

U_{m-1}, U_m et $U^{\star}_m$ *sont définis, sur un voisinage caractéristique* Φ *de* Q, *par les formules :*

$$U_{m-1}[t, \eta, y] = (-1)^m t,$$

$$U_m[t, \eta, y] = \frac{(-1)^m}{a(y, \eta)}, \qquad U^{\star}_m[t, \eta, y] = -\frac{D(t, \eta_1, \ldots, \eta_l, y_1, \ldots, y_l)}{D(\xi_0, \xi_1, \ldots, \xi_l, y_1, \ldots, y_l)}.$$

Exemple de l'équation à coefficients constants, homogène en $\partial/\partial x$. — Si $a(x, \partial/\partial x) = h(\partial/\partial x)$, alors $(-1)^m U_m(\xi, y) = U^{\star}_m(\xi, y) = 1/h(\xi)$; tous les points caractéristiques de Q sont exceptionnels.

Exemple de l'équation de Tricomi. — Soit $l = 2$,

$$a\left(x, \frac{\partial}{\partial x}\right) = x_2 \frac{\partial^2}{(\partial x_1)^2} + \frac{\partial^2}{(\partial x_2)^2}.$$

Définissons la fonction *algébrique* $t(\xi, y)$ par l'équation

$$\xi_1^4 t^3 + 3\xi_1^2 \xi_2 t^2 + 3(\xi_1^2 y_2 + \xi_2^2)\, t + 3\xi . y = 0,$$

dont le discriminant s'annule quand y est sur la caractéristique tangente à $\xi^{\star}$. On a

$$U_1(\xi, y) = U^{\star}_1(\xi, y) = t,$$

$$U(\xi, y) = U^{\star}(\xi, y) = \frac{1}{12} t^2 [3\xi_1^4 t^2 + 8\xi_1^2 \xi_2 t + 6(\xi_1^2 y_2 + \xi_2^2)].$$

Tous les points de Q sont ordinaires; Q a des points caractéristiques irréguliers : ceux où $\eta_2 = y_2 = 0$.

5. *Résolution du problème général de Cauchy par quadratures, portant sur* $U^{\star}$. — Une Note antérieure ([2]) définit, par des *quadratures*, une transformation fonctionnelle J, qui dépend d'une sous-variété, à $l-1$ dimensions complexes, S de X :

$$S : \quad s(x) = 0.$$

J transforme en une fonction analytique de x toute fonction $f(\xi, x)$ qui, quand x est proche de S, est holomorphe sur un voisinage de Q *dans* ou *au-dessus de* $\Xi \times X$; nous supposons $f(\xi, x)$ homogène de degré $-r$. Rappelons les propriétés de J, dont résulte aisément le théorème 6

$$J[f] \text{ s'annule } r \text{ fois sur S};$$

$$J[f(x)] = f(x); \qquad \frac{\partial}{\partial x_j} J[f(\xi, x)] = J[\xi_j f];$$

$$J[f] = -J\left[\frac{\partial f}{\partial \xi_0}\right], \qquad x_j J[f] = -J\left[\frac{\partial f}{\partial \xi_j}\right] \quad \text{si } f(\xi, x) = 0 \quad \text{pour } \xi . x = 0;$$

$$J\left[\frac{\partial f}{\partial x_j}\right] = 0 \qquad \text{si} \quad f(\xi, x) = 0 \quad \text{pour } \xi . x = 0 \quad \text{et} \quad \text{pour } s(x) = 0.$$

THÉORÈME 6. — *Pour tout* $r \leqq m$,

$$u(x) = \mathrm{J}[\mathrm{U}_r^\star(\xi, x) v(x)]$$

est la solution du problème de Cauchy d'ordre m :

$$a\left(x, \frac{\partial}{\partial x}\right) u(x) = v(x), \qquad u(x) \text{ s'annule } m \text{ fois sur S.}$$

Les théorèmes 1 et 6 permettent d'étudier les singularités du problème général de Cauchy. La solution élémentaire de $a(x, \partial/\partial x)$, supposé hyperbolique, s'exprime et s'étudie aussi par des quadratures portant sur $\mathrm{U}^\star$.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

[1] J. LERAY, *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 1483.

[2] J. LERAY, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 953; cette Note contient des variantes au théorème 5.

ASTROPHYSIQUE. — *Le spectre de la comète* 1957 *c* (*Encke*). Note (*) de MM. **POL SWINGS, CHARLES FEHRENBACH** et **ANDRZEJ WOSZCZYK.**

La comète d'Encke possède une période de 3,30 années. Son spectre a été observé lors de différents passages depuis 1871. Les différences entre les spectres de 1914 VI ($1{,}06 < r < 1{,}10$), 1924 III ($r = 0{,}73$) et 1928 II ($0{,}73 < r < 0{,}82$) sont, sans doute, dues à des différences de distance héliocentrique. En revanche, entre les spectres de 1937 VI et ceux de 1947 XI, il existe de nettes différences dans le rapport des intensités des bandes de C_3 et CN [1]. On peut se demander si une telle variation résulte d'un changement réel de la surface du noyau cométaire, causé par la production de gaz au voisinage du soleil et par une régénération partielle éventuelle à grande distance héliocentrique. Peut-être s'agit-il plutôt d'un effet dû à une distribution spatiale différente de blocs constituant le noyau et réagissant différemment à l'échauffement par le soleil ? En tout cas, il est souhaitable de réunir périodiquement des spectres de la comète afin de pouvoir discuter les phénomènes physiques concernant le noyau cométaire.

Le spectre de la comète d'Encke est aussi remarquable par l'absence de continuum solaire [2]. On peut donc y rechercher des continua réels éventuels ou des émissions « nucléaires » d'habitude cachées par le continuum solaire.

Pour ces raisons, la comète 1957 *c* (Encke) a été placée au programme spectroscopique de l'Observatoire de Haute-Provence. Huit spectrogrammes ont été obtenus durant la période du 27 septembre 1957 au 6 octobre 1957, au moyen du spectrographe à réseau plan attaché au réflecteur de 120 cm.

Durant la même période, cinq spectrogrammes ont été obtenus par M. Boulon aux installations de prisme-objectif. La distance héliocentrique a varié de 0,653 U. A. (27 septembre 1957) à 0,492 U. A. (6 octobre 1957). Au spectrographe à fente, la dispersion était de 275 A/mm; les spectrogrammes s'étendaient de λ 3 800 à 6 700 environ.

Le spectre de 1957 *c* est tout à fait normal. On y trouve les bandes habituelles de CN (0,0 et 0,1), C_2 ($\Delta v = 0, \pm 1$ et ± 2), CH, C_3 et NH_2. Les distributions de ces différentes molécules dans la tête sont du type habituel. Sur le spectre du 30 septembre 1957, les bandes (2,0) de CO^+ et (0,0) de N_2^+ de la queue apparaissent, superposées au spectre de la tête; la bande de CO^+ apparaît aussi, mais plus faiblement sur les spectres des 4, 5 et 6 octobre. Dans l'intervalle de 0,65 à 0,49, le rapport d'intensité des bandes de C_3 et CN a diminué de façon notable; il en est de même du rapport C_3/C_2. En revanche, le rapport CN/C_2 ne s'est pas modifié de façon appréciable. Un tel comportement est normal. Sur tous les clichés, les raies verte et rouge du ciel nocturne, superposées au spectre cométaire, étaient intenses.

La comparaison des spectres de 1947 XI et 1957 *c* n'est pas facile, les domaines de distance héliocentrique couverts étant assez différents. Les spectres correspondant aux distances héliocentriques les plus voisines ont été obtenus le 1er novembre 1947 ($r = 0,70$ U. A.) et les 27, 28 et 30 septembre 1957 ($r = 0,65$, 0,64 et 0,60 U. A.). Il n'y a pas de nette différence des rapports C_3/CN ou C_2/CN. On ne constate donc pas, entre 1957 et 1947, de différence comparable à celle qu'on a trouvée entre 1947 et 1937.

Étant donné l'absence de continuum solaire dans la région visible, nous avons mesuré les émissions de longueur d'onde supérieure à λ 5 800, afin de les comparer à celles de 1956 *h* [3] et aux mesures antérieures. Ces émissions ont, jusqu'ici, été mesurées d'habitude sur des spectres dont le continuum solaire intense rendait parfois incertaine ou impossible la détection d'émissions cométaires courtes. Une quarantaine d'émissions ont été mesurées de λ 5 840 à 6 700. En dehors de très faibles bandes de C_2 de la séquence $\Delta v = -2$, à peu près toutes les émissions se retrouvent dans les listes de raies de la comète 1956 *h* ou dans des listes antérieures. Les émissions les plus intenses sont immédiatement attribuées aux transitions de NH_2, reliant les niveaux excités (0, 9, 0), (0, 8, 0) et (0, 7, 0) au niveau inférieur (0, 0, 0). Comme dans 1956 *h*, on a des distributions rotationnelles d'intensité correspondant à une basse température, les émissions les plus marquées étant dues aux branches Q.

L'absence de continuum solaire permet aussi de s'assurer de l'absence du continuum violet autrefois envisagé [4]. Trois des quatre meilleurs spectres à fente ne révèlent aucune trace de continuum violet sur les microphotogrammes. Sur le quatrième spectre, la bande de C_3

centrée à λ 4 050 est très intense; le microphotogramme révèle un fonds sous-jacent, étroit, centré à environ λ 4 050, faible par rapport à l'émission discrète. Ce continuum nous paraît n'être qu'apparent et résulter de l'intensité élevée de l'émission discrète; il ne rappelle pas la distribution du continuum trouvé par Phillips et Brewer dans le four au carbone ([6]), semblable à celui des étoiles N très froides.

L'absence du continuum de C_3 dans les comètes peut paraître étonnante. Certes, on n'est pas encore absolument certain que l'opacité violette intense des étoiles N très froides soit vraiment due à C_3, mais cela paraît fort probable. Dans certaines sources de laboratoire, on trouve à la fois les bandes discrètes et le continuum (flamme oxyacétylénique, four de King); dans d'autres (décharges), on ne trouve que les bandes discrètes. Dans les émissions cométaires, les collisions ne jouent aucun rôle; selon toute vraisemblance, l'émission de C_3, tout comme celle de OH, NH, CH et CN, résulte d'une simple fluorescence excitée par le rayonnement solaire. Dans les étoiles N, on peut imaginer ([6]) qu'un continuum d'absorption de C_3 conduise à la dissociation en C et C_2; le phénomène inverse de recombinaison n'est pas présent dans les comètes (faible densité), alors qu'il pourrait l'être dans les flammes ou le four.

Comment expliquer l'abondance du radical C_3 dans les comètes du type d'Encke ? C_3 peut être produit par photodissociation de certaines molécules organiques parentes libérées par le noyau cométaire; c'est ainsi qu'on observe ([7]) le groupe 4 050 en absorption dans la photolyse par flash du diacétylène HC≡C—C≡CH. On pourrait imaginer que C_3 résulte d'un phénomène de polymérisation ([8]). Il a même été suggéré que les radicaux C_3 résultent du bombardement du noyau cométaire par les protons solaires ([9]). On peut se demander si le radical relativement stable C_3 n'est pas tout simplement emprisonné dans les couches superficielles du noyau ([6]), tout comme cela a été envisagé pour d'autres radicaux comme OH ([8]). Des expériences de plus en plus nombreuses montrent qu'on peut emprisonner et conserver des radicaux libres à basse température.

Parallèlement aux observations spectroscopiques, il est indispensable d'effectuer des déterminations photométriques précises; de telles observations photoélectriques ont été faites à l'Observatoire de Haute-Provence et seront décrites ultérieurement par leurs auteurs.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

([1]) SWINGS et HASER, *Atlas of Representative Cometary Spectra*, planche IX, Liège, 1956.

([2]) DUFAY et BLOCH, *Ann. Astrophys.*, **11**, 1948, p. 107; P. SWINGS, *Ann. Astrophys.*, **11**, 1948, p. 124.

([3]) SWINGS, FEHRENBACH, HASER et WOSZCZYK, *Ann. Astrophys.* (sous presse).

([4]) H. ROSENBERG, *Ap. J.*, **30**, 1909, p. 267; N. T. BOBROVNIKOFF, *Ap. J.*, **66**, 1927, p. 439.

(5) PHILLIPS et BREWER, *Colloque Intern. d'Astrophysique de Liège* (*Les particules solides dans les astres*), 1954, p. 341.

(6) G. V. MARR, *Combustion Studies of Astrophysical Significance*, n° 3, University of Western Ontario, 1957.

(7) CALLOMON et RAMSAY, *Can. J. Phys.*, 35, 1957, p. 129.

(8) L. HASER, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 742.

(9) ROSEN et SWINGS, *Ann. Astrophys.*, 16, 1953, p. 82.

ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE. — *Foudre globulaire et réactions thermonucléaires*. Note de M. **ALEXANDRE DAUVILLIER**.

L'auteur suggère que la foudre globulaire ou « reste d'éclair » est constituée de radiocarbone 14, dû à l'action des neutrons thermiques libérés dans l'éclair, sur l'azote atmosphérique.

La réalité de la foudre en « chapelet » et en « boule » ne saurait plus être mise en doute après nombre d'observations sérieuses, comme celle de P. Dalloz (1), faite à deux reprises successives, au sommet de la Meije (3 987 m) le 14 juillet 1921.

La foudre est le phénomène terrestre mettant en jeu la plus grande concentration d'énergie. Les mesures de C. T. R. Wilson, H. Norinder, B. F. J. Schonland, ont montré que la différence de potentiel pouvait atteindre 4.10^9 V, l'intensité instantanée, 250 000 A, le débit : 164 Cb, et l'énergie moyenne 2.10^{10} J. Un nuage orageux fournissant un éclair toutes les 20 s, se comporte comme un générateur électrostatique de 3.10^5 kW. L'éclair est condensé par auto-compression magnétique. La pression y est très forte, toute l'énergie de la décharge étant dépensée dans un très petit volume et la température atteinte peut être très élevée, puisqu'il ne rayonne pas selon la loi de Stefan, mais présente le spectre de : HI, OI, OII, NI, NII, N_2^+, AI, CI, OH, NH et NO.

Les apparences de la foudre globulaire ont été interprétées par V. M. Thornton en 1911 comme dues à la production de hauts polymères endothermiques des gaz de l'air, explosant par refroidissement.

Cependant, les essais thermonucléaires rapportés par Kourchatov à Harwell en 1956, faits dans le deutérium, avec des décharges de condensateurs chargés à 50 kV, des débits instantanés atteignant 10^6 A et des puissances momentanées de 40.10^6 kW, ont montré des oscillations du plasma engendrant des neutrons excités sous 10^6 °K et une émission de rayons Röntgen de 300 keV.

On peut alors penser que la même réaction nucléaire : N_{14} (n, p) C_{14}, qui engendre le radiocarbone atmosphérique sous l'effet des neutrons lents du rayonnement cosmique, peut avoir lieu dans les éclairs de grande puissance. Or, il résulte des descriptions de F. Arago et C. Flammarion, que

certains « restes » d'éclairs dénommés « pierres de tonnerre», se présentent sous l'aspect de produits stables, noirâtres, légers, friables et combustibles. Si de tels produits subsistent encore dans les collections, il serait donc indiqué de rechercher leur émission β^- et d'en faire l'analyse isotopique de masse. Peut-être même, les roches foudroyées, ainsi que les « fulgurites », présentent-elles un reste de radioactivité artificielle due au radiocarbone.

Si notre hypothèse est exacte, cette réaction thermonucléaire naturelle serait la seule possible sur une planète terrestre et le radiocarbone — qui marque tous les êtres vivants — aurait une double origine. Il serait plus abondant dans les régions tropicales que dans les régions polaires.

(1) P. Dalloz, *La Montagne*, 24, 1928, p. 81-84; W. Brand, *Der Kugelblitz*, 1 vol., H. Grand, Hambourg, 1923.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèses dans la série de la gemdiméthyl-1 octaline-9.*

Note de M. **Max Mousseron** et Mme **Magdeleine Mousseron-Canet.**

Des réactions de cyclisation ont été opérées sur l'un des acides dérivant de la condensation du myrcène et de l'acide acrylique. La formation et la structure des produits obtenus sont élucidées grâce à la spectrographie infrarouge.

Les travaux de Diels et Alder (1) relatifs à la condensation du myrcène et de l'acroléine n'indiquent pas avec certitude la structure du produit obtenu. Dans des publications antérieures (2), (3) nous avons pu montrer qu'il se formait au moins 80 % d'aldéhyde substitué en 4, semicarbazone F 139-140° et 10 à 20 % d'aldéhyde substitué en 3, semicarbazone F 83°. Ces résultats avaient pu être étendus aux produits de la condensation du myrcène et de l'acrylonitrile. Ces nitriles conduisent aux acides correspondants constitués par une masse cristalline. Des acides identiques sont obtenus lors de la condensation directe du myrcène et de l'acide acrylique. Par cristallisation fractionnée nous avons pu retirer 80 % d'un acide F 55° (éther de pétrole). $\acute{E}_{0,3}$ 140°.

Analyse : $C_{13}H_{20}O_2 = 208$; calculé %, C 75,00 ; H 9,61 ; trouvé %, C 75,10; H 9,70.

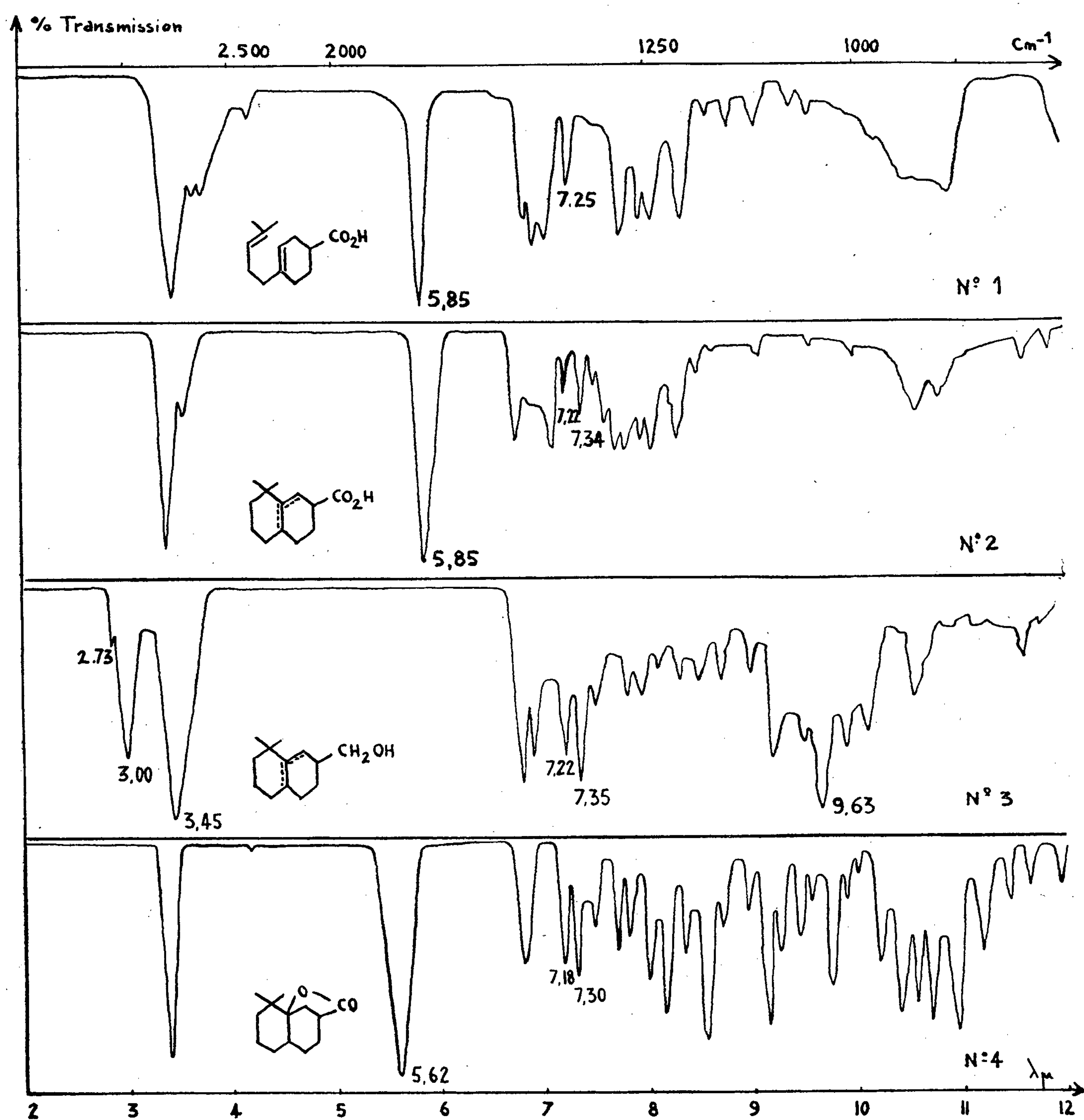
Il est resté 20 % d'un acide huileux incristallisable. $\acute{E}_{0,5}$ 140°.

Analyse : $C_{13}H_{20}O_2 = 208$; calculé %, C 75,00; H 9,61 ; trouvé %, C 75,00; H 9,50.

Les spectres infrarouges de ces deux acides sont absolument comparables. La bande de la valence C=O du carboxyle se trouve à 5,85 μ (1709 cm^{-1}) et l'on observe à 7,25 μ (1379 cm^{-1}) une bande unique caractéristique des groupements méthyl dans le radical isobutylidène (spectre n° 1)

Dans des communications précédentes (2), (3) nous avons indiqué que la cyclisation de l'acide F 55° par des agents acides tels que BrH à 45 % (4)

conduisaient à des composés de la série de la gemdiméthyl-1 octaline-9 dégradés en la gemdiméthyl-1, Δ-9 octalone-7. Nous avions également à cette date souligné l'intérêt olfactif que présentaient ces composés bicycliques nouveaux.



L'acide F 55° traité par PO_4H_3 à 85 % et à 35° donne naissance à des produits acides, à côté de petites quantités de lactone tricyclique. L'acide cristallise intégralement en un produit F 117° (II) (C_2H_5OH) $Éb_{0,5}$ 130-135°.

Analyse : $C_{13}H_{20}O_2 = 208$; calculé %, C 75,00 ; H 9,61 ; trouvé %, C 75,00 ; H 9,65.

Cet acide est retrouvé inchangé malgré un contact prolongé avec le nickel Raney sous 100 kg d'hydrogène et à 150°.

Le spectre infrarouge de ce composé est caractérisé par la forte bande C=O du carboxyle à 5,85 μ (1709 cm^{-1}). La cyclisation de (I) en (II) fait intervenir une modification importante dans la région caractéristique des groupements méthyl. C'est ainsi que le spectre infrarouge de (I) possède une bande unique à 7,25 μ alors que l'acide cyclisé (II) possède une double bande à 7,22 μ (1385 cm^{-1}) et 7,34 μ (1362 cm^{-1}), valeur retrouvée dans bien des composés possédant la structure gemdiméthyl octalinique ([5]). Une comparaison intéressante pourrait être trouvée avec les spectres infrarouges de l'isobutylène et de l'isobutane (spectre n° 2).

En ce qui concerne (II) une identification directe de la double liaison au moyen des spectres infrarouges paraissait impossible; en effet la bande de la liaison C=C située vers 1680 cm^{-1} et généralement de basse intensité, est cachée par la forte bande C=O du carboxyle située ici à 1709 cm^{-1}. Devant ces difficultés nous avons voulu mettre à profit la mesure de l'intensité d'absorption dans l'ultraviolet, dans la région des basses longueurs d'onde. Les maxima apparents d'absorption à 205-225 mμ, ont pu servir de critère pour la présence de liaisons éthyléniques fortement substituées appartenant à des composés des séries stéroliques et triterpéniques ([6]). Les stérols et triterpènes contenant une double liaison tétrasubstituée présentent à 207 mμ un ε d'environ 4500. Nous avons pu mesurer à 212 mμ un ε de 4800. Il semble qu'une nature tétrasubstituée puisse être envisagée,

L'acide F 117° (II) traité par l'acide formique à 98 % à 70-80° donne des produits neutres constitués par une γ lactone liquide (III) $É_{0,5}$ 120°.

Analyse : $C_{13}H_{20}O_2 = 208$; calculé %, C 75,00; H 9,61; trouvé %, C 75,15; H 9,55.

La formation d'une γ-lactone est assurée par l'apparition du sommet caractéristique à 5,62 μ (1777 cm^{-1}). Jones indique ([7]) la valeur 1778 cm^{-1} pour les γ-lactones en série stérolique. Wolff et Lederer ([8]) indiquent les valeurs de 1770 à 1777 cm^{-1} pour les γ-lactones. La formation d'une γ-lactone nous permet de situer la double liaison en position 9 et écarte les positions Δ-4.10 et Δ-5.10 qui auraient donné naissance à une δ-lactone bande C=O à 1738 cm^{-1}; la même lactone tricyclique (III) est obtenue par action de l'acide formique sur (I) dans les conditions précitées. Le spectre infrarouge de (III) fait encore apparaître les bandes du gemdiméthyl à 7,18 et 7,30 μ (1392 et 1369 cm^{-1}) (spectre n° 4).

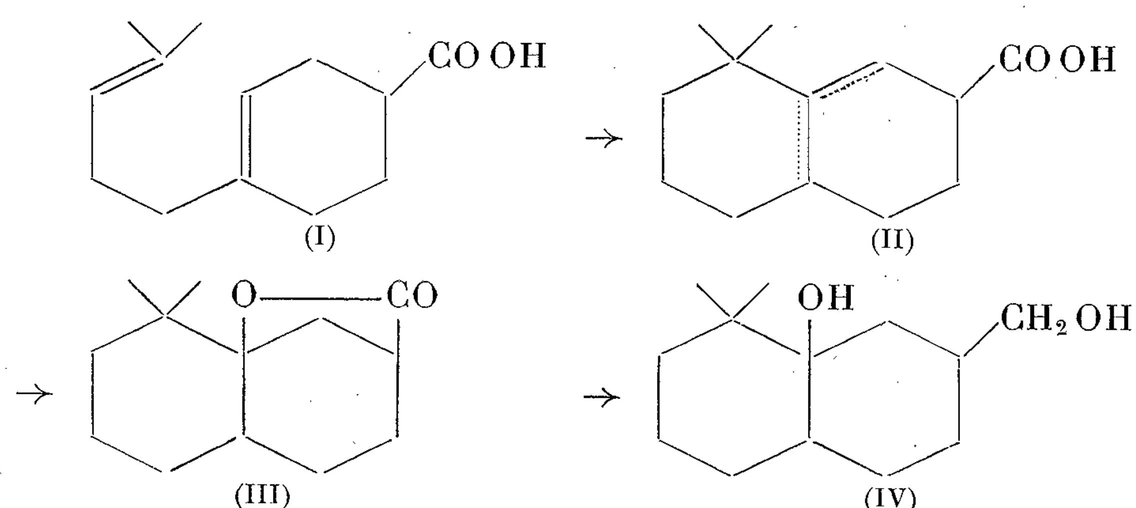
La lactone (III) traitée par $AlLiH_4$, reprise par l'eau glacée, conduit au diol attendu (IV) F 129° (CCl_4), $É_{0,8}$ 140-145°.

Analyse : $C_{13}H_{24}O_2 = 212$; calculé %, C 73,58; H 10,84; trouvé %, C 73,70; H 10,95.

Le spectre infrarouge du diol (IV) est caractérisé par des bandes ci-après : bande OH libre à 2,74 μ (3649 cm^{-1}), bande gemdiméthyl à 7,18 et 7,30 μ.

On trouve 9,65 μ (1 036 cm^{-1}) et à 9,72 μ (1 146 cm^{-1}) deux bandes pouvant être respectivement attribuées à OH primaire et tertiaire.

Par l'acide *p*-toluène sulfonique le diol (IV) est déshydraté principalement en l'alcool (V) identifié par son spectre infrarouge.



Afin de vérifier la nature de l'insaturation de l'acide F 117°,11, il est réduit par $AlLiH_4$ en alcool primaire correspondant (V) $É_{0,1}$ 115°.

Analyse : $C_{13}H_{22}O = 194$; calculé %, C 80,41; H 11,34; trouvé C 80,50; H 11,25.

Le spectre infrarouge (spectre n° 3) montre une bande de forte intensité à 3,00 μ (3333 cm^{-1}) caractéristique des alcools associés. La bande caractéristique de OH libre apparaît comme un crochet aigu à 2,73 μ (3663 cm^{-1}). Dans la région des basses fréquences une forte bande est observée à 9,63 μ (1038 cm^{-1}) caractéristique de la fonction alcool primaire. Aucune bande correspondant à la vibration de valence C = C n'est observée dans la région 1580-1680 (cm^{-1}) [9], mais nous savons que la bande de la liaison $R_1R_2C = CR_3R_4$, probablement située à 1690-1680 cm^{-1}, est toujours faible et bien souvent inexistante [10]. L'examen de la région voisine de 3000 cm^{-1} permet d'identifier les doubles liaisons [11] : la vibration de valence C—H dans le système C = CH se produit entre 3000 et 3100 cm^{-1} alors que dans un système saturé la bande correspondante se situe entre 2800 et 3000 cm^{-1}. Or, l'examen du spectre de l'alcool (V) dans cette région des hautes fréquences fait apparaître cet alcool éthylénique comme un composé saturé. Ce résultat de même que l'absence de toute bande correspondant à la vibration de valence C = C dans la région 1680 cm^{-1} nous fait envisager l'existence d'une double liaison tétrasubstituée en 9.10.

L'obtention d'une γ-lactone à partir de l'acide F 117° détermine avec certitude la position 9 de la double liaison. L'impossibilité d'hydrogéner (II) sur nickel Raney tend à prévoir une structure Δ-9.10 ce que semble confirmer l'examen du spectre infrarouge de l'alcool correspondant.

Les spectres d'absorption infrarouges ont été enregistrés à l'École Nationale supérieure de Montpellier, sur le spectrophotomètre 21 à double faisceau de Perkin-Elmer. Les spectres sont pris en solution dans CCl_4 sauf celui du diol (IV) pour lequel une solution chloroformique a été utilisée.

Les points de fusion déterminés en capillaire ne sont pas corrigés.

(1) *Ann. der Chim.*, **460**, 1928, p. 62.

(2) M. Mousseron-Canet et M. Mousseron. Communication faite au Congrès de l'Union internationale de Chimie, juillet 1955.

(3) M. Mousseron-Canet et M. Mousseron, *Bull. Soc. Chim.*, 1955, p. 1392; 1956, p. 391; 1956, p. 749.

(4) L. Ruzicka, *Helv. Chim. Acta*, **19**, 1936, p. 419-423.

(5) M. Stoll, B. Willkalm et G. Büchi, *Helv. Chim. Acta*, **38**, 1955, p. 1574.

(6) P. Bladon, B. Henbesg et G. Wood, *J. Chem. Soc.*, 1952, p. 2737.

(7) N. Jones, P. Humphries et K. Dobriner, *J. Amer. Chem. Soc.*, **72**, 1950, p. 956.

(8) *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 772.

(9) N. Jones et coll., *J. Amer. Chem. Soc.*, **70**, 1948, p. 2024.

(10) N. Sheppard et D. Simpson, *Quat. Rev.*, 1952, p. 1.

(11) N. Jones et coll., *J. Amer. Chem. Soc.*, **72**, 1950, p. 86.

(École Nationale supérieure de Chimie de Montpellier.)

ZOOLOGIE. — *Sur la constitution et la genèse des différents types d'apophyses génitales chez les Crustacés Isopodes.* Note de M. **Albert Vandel**.

Les *apophyses génitales* des Isopodes mâles représentent des saillies tégumentaires de la face sternale du septième péréionite, dans lesquelles pénètrent les extrémités des canaux déférents. De constitution assez semblable chez les formes aquatiques, elles présentent, chez les Oniscoïdes, des différences structurales importantes, qui permettent de les répartir en trois catégories. Le premier type qui est propre aux *Ligiidæ*, reproduit la disposition caractéristique des formes aquatiques, c'est-à-dire des apophyses génitales paires, allongées, situées parallèlement l'une à l'autre. Chez tous les autres Oniscoïdes, l'apophyse génitale est impaire. Verhoeff (1) a remarqué que cette apophyse impaire appartient à deux types différents. Alors que, chez la grande majorité des Oniscoïdes, les deux canaux déférents restent séparés et distincts dans toute la longueur de l'apophyse génitale, et débouchent à son extrémité par des orifices séparés, ces deux canaux se fusionnent, au contraire, à l'intérieur de l'apophyse génitale des *Trichoniscidæ* et s'ouvrent à l'extérieur par un pore unique. Legrand (2) a groupé les représentants du premier type sous le nom de *Crinocheta*, et ceux du second type, sous celui de *Synocheta*. Nous proposons de désigner les Oniscoïdes possédant des apophyses génitales distinctes (*Ligiidæ*) par le terme de *Diplocheta*.

La disposition caractéristique des *Crinocheta* a été interprétée comme le résultat de la fusion des deux apophyses génitales propres aux formes aquatiques et aux *Diplocheta*, fusion n'intéressant que les apophyses elles-mêmes, mais non les canaux déférents renfermés à leur intérieur. L'apophyse génitale en forme de Y, caractéristique des *Halophilosciinæ*, ne laisse aucun doute sur l'exactitude de cette interprétation.

On pouvait penser que le type propre aux *Synocheta* représentait le dernier terme de la coalescence des apophyses génitales aboutissant à la fusion complète, non seulement des apophyses elles-mêmes, mais encore des canaux déférents. On pouvait néanmoins objecter à cette interprétation qu'elle s'accordait mal aux autres données de la morphologie qui concordent toutes pour reconnaître aux *Synocheta* une constitution plus simple et plus primitive que celle des *Crinocheta*. Il apparaît que la prise en considération du type *Mesoniscus* permet de formuler une explication plus satisfaisante pour l'esprit, en même temps que plus conforme aux faits.

Le caractère ambigu du genre *Mesoniscus* a été reconnu de longue date et abondamment commenté par les isopodologues. La création, par Verhoeff (3), d'une nouvelle famille d'Oniscoïdes, celle des *Mesoniscidæ*, ne résoud pas la question. Ainsi que l'a reconnu Carl (4), dès 1906, *Mesoniscus* se rapproche, par certains de ses caractères, des *Ligiidæ*, et par d'autres, des *Trichoniscidæ*. Il s'apparente aux premiers, en raison :

1° de la structure céphalique qui apparaît très voisine de celle de *Ligidium* (cependant, la lame frontale et la lame génale ont disparu chez *Mesoniscus*);

2° de la réduction du troisième article de l'antennule qui se retrouve également chez tous les *Ligiidæ*;

3° de la nette individualité des articles du flagelle antennaire;

4° de la dualité des apophyses et des orifices génitaux; à vrai dire, les apophyses génitales de *Mesoniscus* sont courtes, très réduites par rapport à celles des *Ligiidæ*; mais, on peut tenir ce caractère pour secondaire;

5° de la présence de spermatophores, entourés d'une très mince membrane, et fort semblables à ceux de *Ligia italica*, décrits par Tuzet et Bessière (5);

6° enfin, de l'absence de toute différenciation sexuelle dans la première paire de pléopodes du mâle; le premier pléopode de *Mesoniscus*, pas plus que l'appendice correspondant des *Ligiidæ*, n'ont été captés par la fonction génitale.

Par contre, *Mesoniscus* se rapproche des *Trichoniscidæ* :

1° par la taille, la forme générale du corps et l'écologie;

2° par la structure des pièces buccales;

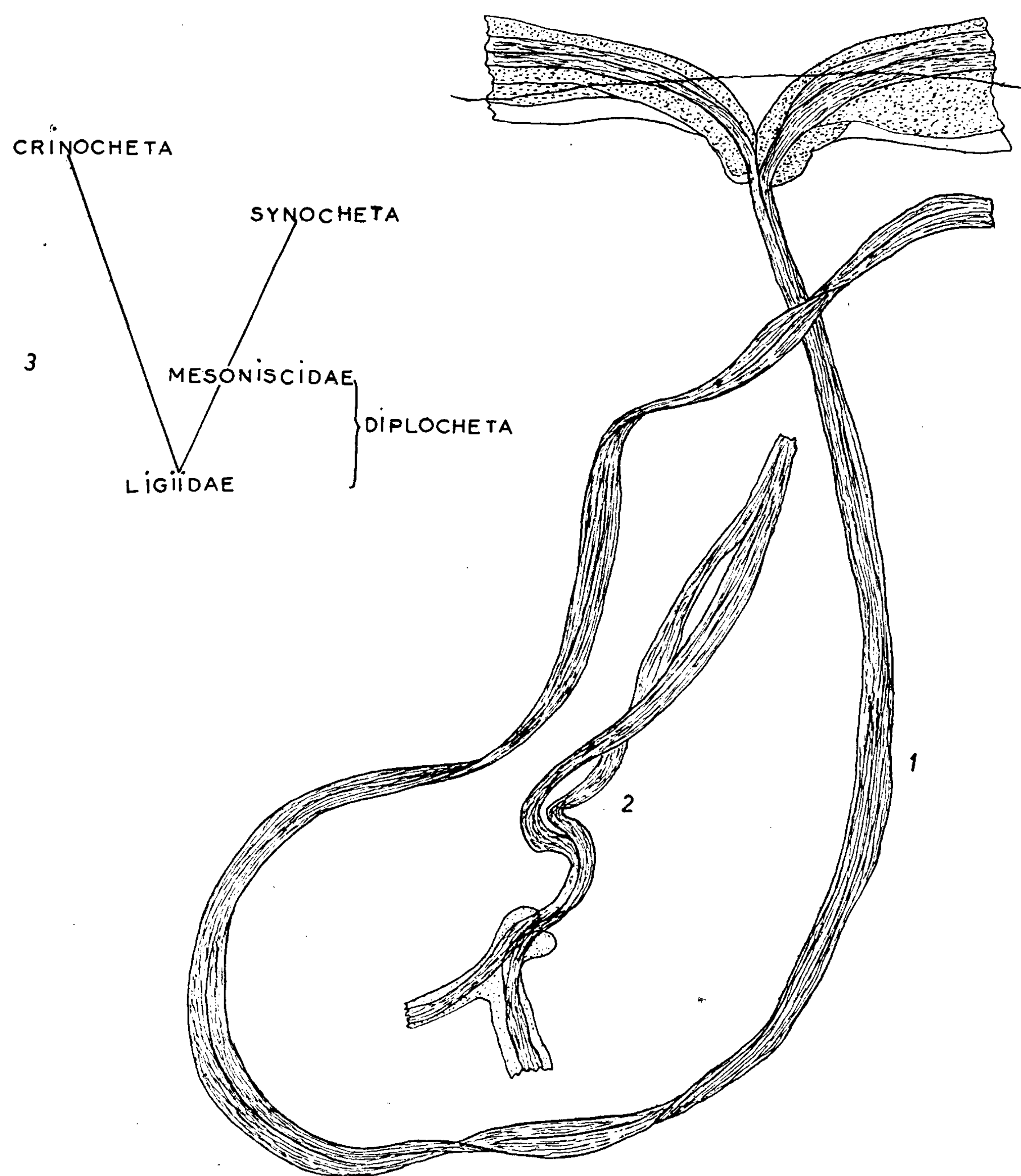
3° par les bandes d'écailles disposées en rangées parallèles (*Schrilleisten* de Verhoeff) sur tous les articles des péréiopodes VI et VII; cette ornementation se retrouve chez les *Trichoniscidæ* primitifs (6).

Il convient d'ajouter que si l'absence de toute différenciation sexuelle au niveau de la première paire de pléopodes est très caractéristique des *Ligiidæ*, elle n'est point inconnue chez les *Trichoniscidæ*. Les représentants de cette famille, groupés dans la première Tribu (*Protrichoniscus*, *Typhlotricholigioides*, *Finaloniscus*, *Escualdoniscus*, *Trichonethes*, *Caucasonethes*)

possèdent un premier pléopode dont la différenciation sexuelle est extrêmement faible ([6]).

Ainsi, *Mesoniscus* peut être tenu pour un type intermédiaire entre les *Ligiidæ* et les *Trichoniscidæ*.

Il convient de revenir maintenant sur la structure des apophyses génitales et des spermatophores de *Mesoniscus*. Verhoeff ([7]) a soutenu que les deux spermatophores émis par cet Oniscoïde se fusionnent, à leur sortie des orifices génitaux, en un spermatophore unique. Arcangeli ([8]) conclut,



au contraire, à la dualité permanente des deux spermatophores. Tous deux ont raison en un sens. Les apophyses génitales de *Mesoniscus* diffèrent de celles des *Ligiidæ*, non seulement par leur brièveté, mais encore par

leur disposition; au lieu d'être parallèles, elles convergent fortement, et arrivent presque au contact l'une de l'autre. Il résulte de ce rapprochement que lorsque les spermatophores sont émis hors des orifices génitaux, ils s'accolent l'un à l'autre pour constituer un spermatophore *unique* et d'une extrême longueur (*fig.* 1). Il ne s'agit là cependant que d'un accolement, et non d'une fusion véritable, car il suffit de soumettre le spermatophore à une légère pression, pour le voir se dissocier en ses deux éléments constituants (*fig.* 2).

Mesoniscus, avons-nous dit, représente, du point de vue morphologique, un véritable intermédiaire entre les *Ligiidæ* et les *Trichoniscidæ*. S'il n'est probablement point l'ancêtre des *Trichoniscidæ*, il nous en fournit du moins une excellente représentation. Celle-ci permet de formuler, quant à la genèse de l'apophyse génitale des *Trichoniscidæ*, une interprétation toute différente de celle à laquelle il était fait allusion dans les lignes précédentes. Le spermatophore unique de *Mesoniscus* évoque invinciblement l'image de l'apophyse génitale des *Trichoniscidæ*. Il est aisé de faire dériver la structure génitale des *Trichoniscidæ* à partir de celle de *Mesoniscus*, en suite de la différenciation d'une enveloppe tégumentaire, issue de la face sternale du septième péréionite, *et moulant la base de l'unique spermatophore*. Si cette interprétation est exacte, l'apophyse génitale des *Trichoniscidæ* représenterait une *néoformation* qui n'aurait aucune parenté avec l'apophyse génitale des Oniscoïdes supérieurs (*Crinocheta*), puisque cette dernière ne représente qu'une version à peine modifiée de la double apophyse génitale des *Ligiidæ*.

Ces détails anatomiques qui, au premier abord, semblent d'un minime intérêt, présentent, sur le plan phylogénique, des conséquences importantes. En attribuant aux deux types d'apophyse génitale des Oniscoïdes, une origine essentiellement différente, on est conduit à reconnaître, dans l'évolution des Oniscoïdes, une *dichotomie fondamentale* qui, *de façon très précoce*, a isolé les *Synocheta* de tous les autres Oniscoïdes (*Crinocheta*) (*fig.* 3). D'autres considérations qu'il ne saurait être question de développer dans la présente Note, parlent dans le même sens.

(1) K. W. Verhoeff, *Mitteil. Zool. Mus. Berlin*, **21**, 1936, p. 79-163.
(2) J. J. Legrand, *Bull. biol. France-Belgique*, **80**, 1946, p. 241-388.
(3) K. W. Verhoeff, *Zool. Jahrb. Abt. System.*, **59**, 1930, p. 1-64.
(4) J. Carl, *Rev. suisse Zool.*, **14**, 1906, p. 601-615.
(5) O. Tuzet et C. Bessière, *Annal. Sc. Nat. Zool.*, (11), **13**, 1951, p. 453-465.
(6) A. Vandel, *Bull. Mus. Hist. Nat. Paris*, (2), **25**, 1953, p. 368-375.
(7) K. W. Verhoeff, *Zool. Anz.*, **44**, 1914, p. 425-427.
(8) A. Arcangeli, *Boll. Mus. Zool. Anat. Compar. Univ. Torino*, **47**, 1939, p. 7-36.

M. **René Garnier** présente un opuscule intitulé : *L'Accademia Nazionale dei Lincei*, par M. **Mauro Picone**, membre et administrateur de cette Académie. Il s'exprime ainsi :

Ce travail retrace les origines de l'Académie, son fonctionnement, ses activités diverses : publications, fondations, bibliothèques.... Il contient, notamment, des reproductions d'une page de l'Acte constitutif de l'Académie avec la signature de Galilée, ainsi que du lynx, emblème de ses membres. Ce travail confirme l'existence des liens nombreux qui rattachent la France et l'Italie sur le plan culturel et que notre associé M. F. Severi a évoqués ici même dans une séance de cette année. On y trouvera, par exemple, une liste de membres aujourd'hui disparus; et dans cette liste les noms français sont nombreux. La brochure contient aussi, *in extenso*, la reproduction d'un rapport sur l'Œuvre scientifique de M. J. Hadamard : ce rapport a été rédigé lors de l'attribution du prix Feltrinelli à notre doyen et notre Maître à tous. Mentionnons encore de très belles reproductions des salles splendides du palais Corsini, siège de l'Académie. L'une de ces salles nous est particulièrement sympathique; elle abrite la bibliothèque de T. Levi-Civita, qui fut l'un de nos associés étrangers ainsi que V. Volterra, si assidu à nos séances. Le souvenir de ces deux géomètres, qui appartinrent aux deux Académies et qui furent deux grands amis de la France, reste très cher et très vivant chez tous ceux qui eurent le privilège de les connaître.

M. **Louis de Broglie** dépose sur le Bureau l'*Annuaire pour l'an* 1958, publié par le Bureau des Longitudes, avec un *Supplément pour l'An* 1959.

Les Ouvrages suivants sont présentés :

par M. **Maurice Roy** : *Comptes rendus des journées internationales de sciences aéronautiques* 27-28-29 *mai* 1957 *à Paris*;

par M. **Georges Poivilliers** : *L'École centrale des arts et manufactures*, 1869-1954;

par M. **Pierre-Paul Grassé** : *Cœur et circulation chez Mollusques et Poissons. Médiateurs chimiques*, *Divers*, par MM. Antoine Jullien et Jean Ripplinger (Recueil factice).

MM. **Salomon Lefschetz** et **John Edensor Littlewood**, élus Correspondants pour la Section de Géométrie, adressent leurs remerciements à l'Académie.

CORRESPONDANCE.

M. le **Recteur de l'Université de Paris** informe l'Académie du projet de la création d'un Institut de Radio-Biologie cellulaire et d'Histochimie dont le Conseil d'administration comprendrait deux membres de l'Académie des sciences.

L'Académie est informée de la **Conférence internationale sur l'Information scientifique** qui aura lieu, à Washington, du 16 au 21 novembre 1958 sur l'initiative du Conseil international des Unions scientifiques.

M. **John Paul**, directeur du Laboratoire de culture des tissus de l'Université de Glasgow, signale qu'au cours d'une réunion internationale, tenue dans cette ville les 26 et 27 août 1957, le vœu a été exprimé que soit établie une nomenclature des lignées cellulaires utilisées en culture des tissus.

La **Société des Radioélectriciens** communique à l'Académie le texte des vœux qu'elle a émis pour que les mesures nécessaires soient prises dans le but d'accroître le nombre des ingénieurs et des techniciens de la Radioélectricité et de l'Électronique.

M. **Pierre Fleury**, Secrétaire général de l'Union internationale de physique pure et appliquée adresse à l'Académie diverses notes relatives à l'activité de cette Union et du Comité national pendant la période 1954-1957.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *René-Antoine Ferchault de Réaumur* (1683-1757), by Douglas Mc Kie ;

2° *Gedenkboek van de Rijksuniversiteit te Gent na een kwarteeuw vervlaamsing* (1930-1931, 1955-1956) ;

3° *Unge Kvinders sexuelle adfaerd*, af Kirsten Auken ;

4° *Studies on the Acoustic stapedius reflex in Man*, by Otto Jepsen (Thèse, Aarhus) ;

5° *Sammenlignende undersøgelser over Resorptionen i tyktarmen og den Distale del af Tyndtarmen*, af Sven Erik Budolfsen (Thèse, Aarhus) ;

6° *Eksperimentelle undersøgelser over Dihydrostreptomycine Virkning på Colibaciller in vitro*, af Aksel Stenderup (Thèse, Aarhus);

7° *Kirurgisk Klimakterium specielt med henblik på psycho-sexuelle Forhold*, af A. Leth Pedersen (Thèse, Aarhus):

8° *Tabeller og Kurver til Kirurgisk Klimakterium specielt med Henblik på Psykosexuelle forhold,* af A. Leth Pedersen (Thèse, Aarhus);

9° *Det Cellulaere aminosyrestofskifte under mitosen,* af Jørgen Kieler (Thèse, Aarhus).

10° *Undersøgelser over Dextrans indvirkning paa serums kolloidosmotiske Tryk hos Kaniner,* af Frantz Ole Neidhart (Thèse, Aarhus);

11° *Thrombopoiesis,* by Flemming Kissmeyer-Nielsen (Thèse, Aarhus);

12° *Pulmonary resection for tuberculosis,* by Poul Ottosen (Thèse, Aarhus);

13° *The Basophilic Substances in the Retinal Ganglion Cells and the Physiological Activity Changes in These Cells,* by Knud Bech (Thèse, Aarhus);

14° *Studier over animalsk Lactase,* af N. S. C. Heilskov (Thèse, Aarhus);

15° *Lokal anaestetika,* by Jens Chr. Skou (Thèse, Aarhus);

16° *Studies on the Central Pathway of the Flexion Reflex in Man and Animal and Changes in the Reflex Threshold and the Circulation after Spinal Transection,* by Ejner Pedersen (Thèse, Aarhus);

17° *Smertetilstande i skulderledsregionen og deres relation til periarthrosis humero-scapularis en klinisk undersøgelse,* af Erik F. Mogensen (Thèse, Aarhus);

18° *Fosfolipoid fraktionerne i plasma en metodologisk og klinisk-experimentel undersøgelse,* af Villy Posborg Petersen (Thèse, Aarhus);

19° *Epifysiolysis capitis femoris en monografi og efterundersøgelse med særligt henblik paa behandling, resultat og social prognose,* af V. Oram (Thèse, Aarhus);

20° Institut des Parcs nationaux du Congo belge, *Exploration du Parc national de l'Upemba. Mission G. F. de Witte,* en collaboration avec W. Adam, A. Janssens, L. Van Meel et R. Verheyen (1946-1949). Fasc. 43 et 48.

21° Id. *Exploration du Parc national Albert* (Deuxième série), fasc. 4;

22° Id. *Exploration du Parc national Albert. Mission J. de Heinzelin de Braucourt* (1950), fasc. 3;

23° Id. *Exploration du Parc national de la Garamba. Mission H. de Saeger,* en collaboration avec P. Baert, G. Demoulin. I. Denisoff, J. Martin, M. Micha, A. Noirfalise, P. Schoemaker, G. Troupin, J. Verschuren (1949-1952), fasc. 8.

24° *Roczniki Akademii medycznej im. Juliana Marchlewskiego w Bialymstoku.* Rok I.

CALCUL MÉCANIQUE. — *Dispositif mécanique résolvant certains problèmes de recherche opérationnelle.* Note de M. **Robert Lévi**, présentée par M. Georges Darmois.

Pour rendre stationnaire une fonction linéaire d'inconnues qui sont elles-mêmes astreintes à certaines relations linéaires à coefficients tous égaux et qui sont nécessairement positives ou nulles, un dispositif mécanique analogique permet de fournir une solution abrégée sous la forme d'un tableau de relations d'où la solution numérique du problème se déduit immédiatement.

On rencontre fréquemment, en recherche opérationnelle, le problème consistant à rendre minimum une fonction linéaire de quantités qui sont astreintes à satisfaire à des équations-inéquations de forme également linéaire avec coefficients tous égaux.

Soit par exemple, un ensemble de P objets équivalents les uns aux autres qui se trouvent répartis entre M centres de production, p^{J} désignant la quantité disponible au point J. Soit d'autre part C la quantité totale nécessaire dans n centres de consommation, c_k désignant la quantité demandée au point k. Nous supposons que p est supérieur à C. Le problème traité consiste à choisir les nombres q_k^{J} d'objets à transférer des divers points J aux divers points k pour rendre minimum le total $\sum q_k^{\mathrm{J}}\,\mathrm{T}_k^{\mathrm{J}}$ des trajets effectués, $\mathrm{T}_k^{\mathrm{J}}$ étant la longueur du trajet de J à k.

Quel que soit le choix, les quantités q satisfont nécessairement à

$$q_k^{\mathrm{J}} \geqq 0, \tag{1}$$

$$p^{\mathrm{J}} - \sum_k q_k^{\mathrm{J}} \geqq 0, \tag{2}$$

$$c_k - \sum_{\mathrm{J}} q_k^{\mathrm{J}} = 0. \tag{3}$$

La condition de stationnarité impose une valeur nulle à certaines inconnues q_k^{J}. Cette condition s'exprime de la manière suivante en fonction de n inconnues auxilliaires X_k :

$$q_k^{\mathrm{J}} = 0 \quad \text{si} \quad \mathrm{X}_k - \mathrm{T}_k^{\mathrm{J}} < 0, \tag{4}$$

$$q_k^{\mathrm{J}} = 0 \quad \text{si} \quad \mathrm{X}_k - \mathrm{T}_k^{\mathrm{J}} < \mathrm{X}_l - \mathrm{T}_l^{\mathrm{J}} \quad (l \neq k). \tag{5}$$

Un tel problème, qui n'est pas soluble par les moyens de l'algèbre ordinaire, l'est grâce à un dispositif analogique très simple, comportant seulement $\mathrm{M} + n$ organes quoique les inconnues q soient au nombre de $\mathrm{M}n$ auquel s'ajoute celui, M, des restes des inéquations (2).

Géométriquement les premiers membres des inégalités (4) et (5) peuvent se représenter par des distances, comptées dans le même sens, entre des mobiles susceptibles de se déplacer suivant des directions parallèles. Mécaniquement les conditions de (1) à (3) peuvent se représenter par les équilibres de forces connues ou inconnues s'exerçant, dans la même direction ou la direction inverse, sur ces mobiles.

Il suffit donc, pour résoudre le problème, d'un dispositif comportant des mobiles dont chacun reste en équilibre indifférent en l'absence de toute force extérieure et dont les distances relatives et forces de contact représentent les quantités qui interviennent dans les équations-inéquations de (1) à (5).

Des mobiles indexés J sont normalement au contact d'une ligne de butées fixe et sont sollicités dans le sens négatif par des forces mesurant respective-

ment p^J; d'autres mobiles indexés k sont sollicités dans le sens positif par des forces mesurant respectivement c_k et possédant une forme telle que leur parcours libre entre une position de départ et la rencontre avec le mobile J encore au contact de sa butée soit égal à T_k^J.

Si l'on marque les données p^J et c_k par ces forces, les mobiles se déplacent pour s'immobiliser finalement dans un état d'équilibre; le déplacement du mobile k depuis sa position de départ est alors égal à X_k, la force échangée entre ce mobile et le mobile J étant égale à q_k^J. On vérifie d'ailleurs que le travail des forces appliquées mesure précisément $\sum q_k^J T_k^J$. Les contacts réalisés dans cet état d'équilibre entre les mobiles J d'une part et les mobiles k ainsi que la ligne de butées fixe indexée o peuvent se caractériser par les termes non nuls d'un tableau à M lignes et $n+1$ colonnes qui permet le calcul numérique des q_k^J sans mesure de la valeur de ces forces, par une succession de simples soustractions.

Il est facile, en effet, de montrer que, sauf cas particulier, il s'y trouve au moins une ligne d'indice J ou une colonne k qui contient un seul terme non nul, ce qui définit sans ambiguïté la valeur numérique d'un premier q_k^J et permet de diminuer d'autant la quantité restant demandée en k ou la quantité restant disponible en J. Après élimination de cette ligne ou de cette colonne, le tableau réduit possède la même propriété que le tableau complet, ce qui permet de connaître la valeur numérique d'une seconde inconnue q non nulle, et ainsi de suite.

Le tableau des couples (J, k) définissant les transferts d'objets à assurer constitue donc une solution abrégée du problème, qui fixe l'ordre de succession dans lequel peut s'opérer par simples soustractions le calcul des q_k^J.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur la variance de l'estimation d'une variance.* Note (*) de M. **Pierre Thionet**, présentée par M. Georges Darmois.

Désignant respectivement par Σ et S les sommations étendues à la population et à l'échantillon, la moyenne $\bar{x} = \Sigma x_i/N$ de la variable aléatoire X, de valeurs équiprobables x_i, $i = 1, 2, \ldots, N$, est estimée par $\bar{X} = Sx_i/n$, moyenne d'un échantillon exhaustif d'effectif n; la variance de cet estimateur :

$$\mathcal{V}\bar{X} = \frac{N\sigma^2}{N-1}\left(\frac{1}{n} - \frac{1}{N}\right) \equiv \frac{\Sigma(x_i - \bar{x})^2}{N-1}\left(\frac{1}{n} - \frac{1}{N}\right)$$

est à son tour estimée par l'aléatoire $W = \{S[x_i - \bar{X}]^2/(n-1)\}[(1/n) - (1/N)]$ dont la variance a été déjà calculée par de nombreux auteurs, dont Tukey ([1]) et Chartier ([2]).

Ces calculs se simplifient notablement si l'on a recours à la définition sui-

vante de la variance (résultant d'une relation bien connue entre écart quadratique moyen et différence quadratique moyenne)

$$\sigma^2 = \sum_{i>j}\sum \frac{(x_i - x_j)^2}{N^2}$$

ou, pour abréger

$$\sigma^2 = \sum \frac{(a-b)^2}{N^2} = \frac{N-1}{2N}\,\mathcal{E}(a-b)^2$$

et si, par ailleurs, on remarque que, de l'identité

$$(a-b)^2(a-c)^2 + (b-c)^2(b-a)^2 + (c-a)^2(c-b)^2$$
$$\equiv \frac{1}{2}[(a-b)^4 + (b-c)^4 + (c-a)^4],$$

il suit qu'on a

$$\mathcal{E}[(a-b)^2(a-c)^2] = \frac{1}{2}\mathcal{E}(a-b)^4.$$

Dénombrons alors les termes du développement de $(N^2\sigma^2)^2 = N^4\sigma^4$

Termes en............................	$(a+b)^4$	$(a-b)^2(a-c)^2$	$(a-b)^2(c-d)^2$	
$M = \frac{N(N-1)}{2}$	M	$+\ 2M(N-2)$	$+\ M\frac{(N-2)(N-3)}{2}$	$= M^2$

En remplaçant N par n et M par m, on passera du développement de $[\Sigma(a-b)^2]^2$ à celui de $[S(a-b)^2]^2 = [n^2S^2]^2$, où

$$S^2 = S\,\frac{(x_i - \overline{X})^2}{n}.$$

D'où les deux formules

$$N^4\sigma^4 = \frac{N(N-1)^2}{2}\mathcal{E}(a-b)^4 + \frac{N(N-1)(N-2)(N-3)}{4}\mathcal{E}(a-b)^2(c-d)^2,$$

$$\mathcal{E}(n^2S^2)^2 = \frac{n(n-1)}{2}\mathcal{E}(a-b)^4 + \frac{n(n-1)(n-2)(n-3)}{4}\mathcal{E}(a-b)^2(c-d)^2.$$

En éliminant $\mathcal{E}(a-b)^2(c-d)^2$ entre elles, on obtient l'expression de la variance de W, au facteur $[(1/n)-(1/N)]^2$ près, puisque

$$\mathcal{V}W = \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{N}\right)^2 \mathcal{V}\left(\frac{n}{n-1}S^2\right),$$

$$\mathcal{V}\left(\frac{nS^2}{n-1}\right) = \frac{\mathcal{E}(n^2S^2)^2}{n^2(n-1)^2} - \left(\frac{N\sigma^2}{N-1}\right)^2,$$

$$\frac{\mathcal{E}(n^2S^2)^2}{n^2(n-1)^2} = \frac{(n-2)(n-3)N^3\sigma^4}{n(n-1)(N-1)(N-2)(N-3)} + \frac{\mathcal{E}(a-b)^4}{2n}\left[1 - \frac{N-1}{n-1}\,\frac{n-2}{N-2}\,\frac{n-3}{N-3}\right].$$

Il reste à substituer à $\mathcal{E}(a-b)^4$ son expression en fonction des moments centrés des x_i :

$$\mathcal{E}(a-b)^4 = \frac{2N}{N-1}(\mu_4 + 3\sigma^4).$$

En résumé :

$$\mathcal{V}W = \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{N}\right)^2 [A(\mu_4 + 3\sigma^4) + B\sigma^4].$$

avec

$$A = \frac{N}{n(N-1)}\left[1 - \frac{N-1}{n-1}\,\frac{n-2}{N-2}\,\frac{n-3}{N-3}\right],$$

$$B = \frac{(n-2)(n-3)N^3}{n(n-1)(N-1)(N-2)(N-3)} - \frac{N^2}{(N-1)^2}.$$

(*) Séance du 13 novembre 1957.

(1) *J. Amer. Stat. Assoc.*, 1950, p. 501; *Ann. Math. Stat.*, 1956, p. 722.

(2) *Bull. Inf. I. N. S. E. E.*, mars 1957, p. 31.

MÉCANIQUE. — *Théorie du pendule paraconique et influence lunisolaire.*
Note (*) de M. **Maurice Allais**, présentée par M. Albert Caquot.

Les composantes lunisolaires significatives du mouvement du pendule paraconique ne paraissent pouvoir être expliquées ni par la théorie actuelle de la gravitation, ni attribuées à une influence indirecte transmise par le support ou l'atmosphère.

Les effets observés paraissent donc anormaux et dans l'état actuel de notre information et de la discussion, tout se passe comme s'ils constituaient un phénomène nouveau.

1. Les mouvements observés du pendule paraconique (1) posent en fait trois questions :

1° Les séries numériques obtenues contiennent-elles des termes périodiques lunisolaires significatifs ?

2° La théorie actuelle de la gravitation permet-elle d'expliquer des effets lunisolaires de l'ordre de grandeur de ceux constatés, qu'il s'agisse des composantes périodiques des séries d'observations ou de la perturbation constatée au moment de l'éclipse totale de Soleil du 30 juin 1954 ?

3° L'existence de termes périodiques lunisolaires dans les séries obtenues doit-elle être attribuée à une influence *indirecte* transmise par le support ou par l'atmosphère, ou à un effet *direct* de champ d'origine cosmique ?

2. Comme je l'ai déjà indiqué (2), on doit donner en toute certitude une réponse affirmative à la première question.

3. Pour la deuxième question, il paraît impossible d'expliquer les composantes lunisolaires des variations en azimut du plan d'oscillation du pendule paraconique par le jeu conjugué de la loi de l'inertie et de la loi de l'attraction universelle suivant l'inverse carré de la distance. Il est en effet facile de montrer (3) que la vitesse de rotation du plan d'oscillation du pendule paraconique due aux effets d'attraction lunisolaires est, compte tenu du phénomène des marées terrestres, de l'ordre de 2.10^{-13} alors que les effets observés sont de l'ordre de 10^{-5} (1).

L'extraordinaire petitesse des effets calculés s'explique aisément, si l'on tient compte que, pour obtenir le gradient effectif $\vec{f}$ de l'attraction lunisolaire en un point de la surface du sol par rapport à la Terre, il faut prendre la différence des attractions en ce point et au centre de la Terre. $\vec{f}$ est de l'ordre de 10^{-8}. De plus, le plan d'oscillation du pendule ne peut tourner sous l'influence de l'attraction lunisolaire qu'en raison des variations de ce gradient autour du point considéré. Il faut donc considérer la différence $\Delta\vec{f}$ entre la valeur de $\vec{f}$ dans la position moyenne du pendule et sa valeur en un point voisin. $\Delta\vec{f}$ est de l'ordre de 10^{-13}.

Par ailleurs, je ne vois rien dans la théorie actuelle de la gravitation qui paraisse susceptible d'expliquer la perturbation (qui se présente comme un phénomène d'écran) observée lors de l'éclipse de Soleil de 1954.

4. En ce qui concerne enfin la troisième question, on peut envisager *a priori* comme explications indirectes possibles des effets constatés : *a*. les nombreuses imperfections du dispositif de suspension (imperfections des billes et des surfaces portantes et anisotropie mécanique du support notamment); *b*. les mouvements de l'air dans le laboratoire; *c*. le magnétisme terrestre; *d*. les variations de température ou de pression à l'intérieur du laboratoire ou à l'extérieur; *e*. les variations de la verticale; *f*. un mouvement thermique dynamique du sol transmis par le bâtiment. Aucune de ces explication ne me paraît, à mon avis, pouvoir être retenue pour les raisons suivantes.

Causes a et b. — Ces causes ne pourraient entraîner que des effets systématiques ou aléatoires qui ne peuvent faire apparaître dans l'analyse harmonique des périodes de 24 h ou 24 h 50 mn statistiquement significatives. Il faut d'ailleurs souligner que dans la mesure où les composantes périodiques seraient liées à l'existence de trajectoires elliptiques, les imperfections du support, en favorisant la création de telles trajectoires, auraient en fait l'avantage de permettre la mise en évidence des phénomènes constatés.

Causes c et d. — Comme je l'ai déjà indiqué ([1]) l'intervention de ces causes aurait pour effet une connexion étroite dans les résultats de l'analyse harmonique que l'on ne constate pas.

Causes e et f. — Elles sont liées aux variations d'inclinaison de la surface portante par rapport au champ de pesanteur. Or, les expériences que j'ai faites (d'une part séries systématiques de lâchers dans un azimut donné avec la surface portante alternativement horizontale et inclinée, et d'autre part séries d'observations continues doublement enchaînées de 84 h, la surface portante étant alternativement horizontale et inclinée) montrent que le mouvement du pendule paraît tout à fait *insensible* à des variations d'horizontalité de l'ordre de 17′, c'est-à-dire de l'ordre de 1000″. Or, la déviation de la verticale sous l'influence de l'effet thermique classique de 24 h ne dépasse pas 1″ et par

ailleurs, j'ai constaté que l'horizontalité de la surface portante varie au plus de 10″ au cours d'une journée d'observations continues. Il paraît dès lors impossible de retenir les causes *e* et *f*.

Cause f. — Il convient de souligner que, pendant les 14 mn que dure chaque expérience élémentaire, tout phénomène dynamique d'une période d'au moins quelques heures ne me paraît pouvoir agir sur le mouvement du pendule que d'une manière statique.

Causes c, d, e, f. — On ne saurait trop souligner, qu'à ma connaissance tout au moins, aucun phénomène géophysique connu ne présente sur une période d'une lunaison un effet lunaire *moyen* diurne, qui soit à la fois très supérieur à l'effet lunaire semi-diurne et d'un même ordre de grandeur que l'effet solaire diurne. En conséquence, les causes *c*, *d*, *e* et *f* me paraissent devoir être éliminées.

5. Au total, *et dans l'état actuel de la discussion*, il me paraît difficile d'échapper à la conclusion que *tout se passe comme si* les effets observés résultaient d'un effet direct de champ qui ne saurait être expliqué par aucune théorie connue. En l'état, ces effets me paraissent donc constituer un phénomène nouveau.

(*) Séance du 25 novembre 1957.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1697 1875 et 2001.

(2) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1875 et 2001.

(3) L'emploi d'une représentation paramétrique nouvelle (j'ai représenté le mouvement du pendule par les paramètres $m = -\sin\theta \sin\psi$, $n = \sin\theta \cos\psi$, $u = \varphi + \psi$, où θ, φ, ψ sont les paramètres d'Euler) associé à la méthode d'intégration approchée des équations des mouvements elliptiques par la méthode de la variation des constantes de Lagrange m'a permis de calculer rapidement et sans difficulté toutes les perturbations intéressantes de première approximation du mouvement du pendule paraconique dans le cas où l'amplitude de l'oscillation reste relativement faible et n'excède pas un sixième de radian. Compte tenu des marées terrestres, le calcul donne pour l'influence de la Lune sur le mouvement du plan d'oscillation du pendule conique auquel se réduit en première approximation le pendule paraconique, deux effets :

a. un effet direct représenté par la relation

$$\left(\frac{d\Phi}{dt}\right)_d = \frac{T}{2\pi} K_l \frac{\alpha\beta}{\alpha^2 - \beta^2} \cos 2(\Phi - A_l); \tag{1}$$

b. un effet indirect représenté par les relations

$$\left(\frac{d\Phi}{dt}\right)_i = \frac{3\pi}{4T} \alpha\beta, \tag{2}$$

$$\frac{d\beta}{dt} = -\frac{T}{4\pi} K_l \alpha \sin 2(\Phi - A_l), \tag{3}$$

avec

Φ azimut du plan d'oscillation compté à partir du Sud dans le sens direct; A_l, azimut de la Lune; α, β, grand et petit axes de l'ellipse d'oscillation (évalués en radians); T, période d'oscillation en secondes ; $K_l = (3/2)(1 + k - h)\, C_l \sin^2\varphi_l$; $h = 0{,}465$, $k = 0{,}190$, nombres de Love ; φ_l, distance zénithale de la Lune ; $C_l = g M_l r_t^2 / M_t d_l^3 = 0{,}857 \cdot 10^{-13}$ U.C.G.S.; g, accélération de la pesanteur; r_t, rayon de la Terre ; d_l, distance de la Lune à la Terre;

M_t, M_l, masses de la Terre et de la Lune. Une formulation analogue vaut pour l'action du Soleil (pour ce dernier on a $C_s = 0{,}396 \cdot 10^{-13}$).

L'application de cette formulation montre que dans le cas de notre pendule pour lequel $T = 1{,}83$, $\alpha < 0{,}11$, $\beta < 0{,}006$, $\Delta t = 840$ sec, l'effet direct est près de 130 fois moins élevé que l'effet indirect et que l'on a pour ce dernier

$$|\Phi'_i| < 1{,}8 \cdot 10^{-13}.$$

MÉCANIQUE THÉORIQUE. — *Introduction des déplacements ou des vitesses dans la solution générale approximative des équations de la plasticité pour le cas bidimensionnel.* Note de M. **Matthias Matschinski**, transmise par M. René Thiry.

Les solutions générales approximatives pour la fonction F déterminant les déplacements $u = \partial F : \partial y$, $v = -\partial F : \partial x$ (ou les vitesses) sont données dans un tableau, où a_i, b_i, c_i et e_i sont des constantes déterminées par celles de la solution en tensions [*voir* (1)], f et g, fonctions arbitraires, enfin f_E sont les solutions des équations (E) de la Note (1).

1° Dans une Note (1) et dans (2), (3) l'auteur a indiqué une méthode générale de linéarisation « non analytique » des équations différentielles. Cette méthode peut, en principe, être appliquée à n'importe quelle équation, mais elle est spécialement importante pour linéariser les équations différentielles qui, par leur forme, ne permettent pas l'approximation linéaire dans le sens habituel. Elle est alors évidemment la seule méthode applicable : c'est précisément le cas des équations de la plasticité. C'est pourquoi l'auteur a déjà appliqué cette méthode pour linéariser le système des équations de la plasticité en ce qui concerne seulement sa partie contenant les tensions. [Ce genre de solutions approximatives a été aussi appliqué dans plusieurs domaines : géophysique et géologie théorique (1), technique (étirement) (2), météorologie (4) etc.]. Revenant à la plasticité on essaiera ici de combler en partie la lacune mentionnée. Les cinq équations du cas bidimensionnel de la plasticité

$$\frac{\partial X_{11}}{\partial x} + \frac{\partial X_{12}}{\partial y} = \frac{\partial X_{12}}{\partial x} + \frac{\partial X_{22}}{\partial y} = 0, \qquad (X_{11} - X_{22})^2 + 4X_{12}^2 = k^2,$$
$$u_x + v_y = 0, \qquad (X_{11} - X_{22}) : X_{12} = 2(u_x - v_y) : (u_y + v_x)$$

peuvent être, après l'introduction de la fonction d'Airy (Φ) et du potentiel vectoriel (F) de u, v ramenées aux deux suivantes :

$$(\bigstar_1) \qquad (\Phi_{xx} - \Phi_{yy})^2 + 4\Phi_{xy}^2 = k^2,$$
$$(\bigstar_2) \qquad (\Phi_{xx} - \Phi_{yy})(F_{yy} - F_{xx}) = 4\Phi_{xy} F_{xy}.$$

Ici : X_{ij}, tensions; k, constante de plasticité; u, v, déplacements ou vitesses, d'après la théorie d'écoulement acceptée; Φ_{xx}, Φ_{xy}, Φ_{yy}, F_{xx}, F_{xy}, F_{yy}, u_x, u_y, v_x, v_y, dérivées. L'équation ($\bigstar_1$), qui n'a pas l'approximation linéaire habituelle,

N°.	A.	B.	C.	D	$2q_1\vert\Phi_{xy}+F_{xy}\vert+q_2\vert\Phi_{xx}-\Phi_{yy}-F_{yy}+F_{xx}\vert=2q_3\vert\Phi_{xy}-F_{xy}\vert+q_4\vert\Phi_{xx}-\Phi_{yy}+F_{yy}-F_{xx}\vert$.	q_i.
1....	>0	>0	>0	>0	$2F_{xy}=p_1(F_{yy}-F_{xx})$; $F=f(x+5y)+g(5x-y)$, indépendamment de Φ	
2....	>0	>0	>0	<0	$2F_{xy}=p_1(\Phi_{yy}-\Phi_{xx})$; $F=a_1\Phi+f(x)+g(y)+b_1kxy$	$\vert A\vert>\vert B\vert$
3....	>0	>0	<0	<0	$2\Phi_{xy}=p_1(\Phi_{yy}-\Phi_{xx})$; solution sans valeur dans les applications	$\vert C\vert>\vert D\vert$
4....	>0	>0	<0	>0	$2\Phi_{xy}=p_1(F_{yy}-F_{xx})$; $F=a_3\Phi+f(x+y)+g(x-y)+b_3kx^2$	$q_1=1$
5....	>0	<0	>0	<0	$2F_{xy}=p_1(F_{xx}-F_{yy})$; $F=f(5x+y)+g(x-5y)$, indépendamment de Φ	$q_2=p_1$
6....	>0	<0	>0	>0	$2F_{xy}=p_1(\Phi_{xx}-\Phi_{yy})$; $F=a_5\Phi+f(x)+g(y)+b_5kxy$	$q_3=1$
7....	>0	<0	<0	<0	$2\Phi_{xy}=p_1(\Phi_{xx}-\Phi_{yy})$; solution sans valeur dans les applications	$q_4=p_1$
8....	>0	<0	<0	>0	$2\Phi_{xy}=p_1(F_{xx}-F_{yy})$; $F=a_7\Phi+f(x+y)+g(x-y)+b_7kx^2$	
9-16..					Les cas où l'on mettrait >0 dans la première colonne se ramènent aux précédents	
17....	>0	>0	>0	>0	$2p_1F_{xy}=F_{yy}-F_{xx}$; $F=f(2x+3y)+g(3x-2y)$, indépendamment de Φ	
18....	>0	>0	>0	<0	$2p_1F_{xy}=\Phi_{yy}-\Phi_{xx}$; $F=a_2\Phi+f(x)+g(y)+b_2kxy$	$\vert A\vert<\vert B\vert$
19....	>0	>0	<0	<0	$2p_1\Phi_{xy}=\Phi_{yy}-\Phi_{xx}$; solution sans valeur dans les applications	$\vert C\vert<\vert D\vert$
20....	>0	>0	<0	>0	$2p_1\Phi_{xy}=F_{yy}-F_{xx}$; $F=a_4\Phi+f(x+y)+g(x-y)+b_4kx^2$	$q_1=p_1$
21....	>0	<0	>0	<0	$2p_1F_{xy}=F_{xx}-F_{yy}$; $F=f(3x+2y)+g(2x-3y)$, indépendamment de Φ	$q_2=1$
22....	>0	<0	>0	>0	$2p_1F_{xy}=\Phi_{xx}-\Phi_{yy}$; $F=a_6\Phi+f(x)+g(y)+b_6kxy$	$q_3=p_1$
23....	>0	<0	<0	<0	$2p_1\Phi_{xy}=\Phi_{xx}-\Phi_{yy}$; solution sans valeur dans les applications	$q_4=1$
24....	>0	<0	<0	>0	$2p_1\Phi_{xy}=F_{xx}-F_{yy}$; $F=a_8\Phi+f(x+y)+g(x-y)+b_8kx^2$	
25-32.					Les cas où l'on mettrait >0 dans la première colonne se ramènent aux précédents	
33....	>0	>0	>0	>0	$(1-p_1)(\Phi_{yy}-\Phi_{xx}+2\Phi_{xy})=(1+p_1)(F_{yy}-F_{xx}-2F_{xy})$; $F=c_1\Phi+f(2x+5y)+g(5x-2y)+e_1kx^2$	
34....	>0	>0	>0	<0	$(1+p_1)(\Phi_{xx}-\Phi_{yy})+2(1-p_1)\Phi_{xy}=(1-p_1)(F_{xx}-F_{yy})-2(1+p_1)F_{xy}$; soit : $F=c_3F+f_E+e_3kx^2$; soit : $F=f_E+\ldots$	$\vert A\vert>\vert B\vert$

35....	>0	>0	<0	<0	$(1+p_1)(\Phi_{xx}-\Phi_{yy}+2\Phi_{xy})=(1-p_1)(F_{xx}-F_{yy}-2F_{xy})$; $F=c_5F+f(5x+2y)+g(2x-5y)+e_5kx^2$	$\lvert C\rvert<\lvert D\rvert$
36....	>0	>0	<0	>0	$(1-p_1)(\Phi_{yy}-\Phi_{xx})+2(1+p_1)(F_{yy}-F_{xx})-2(1-p_1)F_{xy}$; soit : $F=c_7F+f_E+e_7kx^2$; soit : $F=f_E+\ldots$	$q_1=1$
37....	>0	<0	>0	<0	$(1-p_1)(\Phi_{xx}-\Phi_{yy}+2\Phi_{xy})=(1+p_1)(F_{xx}-F_{yy}-2F_{xy})$; $F=c_9F+f(5x+2y)+g(2x-5y)+e_9kx^2$	$q_2=p_1$
38....	>0	<0	>0	>0	$(1+p_1)(\Phi_{xx}-\Phi_{yy})-2(1-p_1)\Phi_{xy}=(1-p_1)(F_{xx}-F_{yy})+2(1+p_1)F_{xy}$; soit : $F=c_{11}F+f_E+e_{11}kx^2$; soit : $F=f_E+\ldots$	$q_3=p_1$
39....	>0	<0	<0	<0	$(1-p_1)(\Phi_{xx}-\Phi_{yy})+2(1+p_1)\Phi_{xy}=(1+p_1)(F_{xx}-F_{yy})-2(1-p_1)F_{xy}$; soit : $F=c_{13}F+f_E+e_{13}kx^2$; soit : $F=f_E+\ldots$	$q_4=1$
40....	>0	<0	<0	>0	$(1+p_1)(\Phi_{yy}-\Phi_{xx}+2\Phi_{xy})=(1-p_1)(F_{yy}-F_{xx}-2F_{xy})$; $F=c_{15}F+f(2x+5y)+g(5x-2y)+e_{15}kx^2$	

41-48. Les cas où l'on mettrait >0 dans la première colonne se ramènent aux précédents

49-64. Les cas $q_1=p_1$, $q_2=1$, $q_3=1$, $q_4=p_1$, $\lvert A\rvert<\lvert B\rvert$, $\lvert C\rvert>\lvert D\rvert$ sont plus ou moins analogues à 33-48

Observations. — A. Les valeurs simultanées relatives des dérivées de tensions et de déplacements (vitesses) correspondant aux inégalités des cas : 3, 7, 9, 14, 19, 23, 25 et 31 n'existent probablement pas dans la nature, parce que les valeurs des déplacements (vitesses), issues des équations de ces cas, sont totalement arbitraires, ce qui est, semble-t-il, impossible.

B. Il y a deux types primordiaux de solutions : 1° ou les déplacements (u, v) peuvent croître sans l'accroissement de tensions, et 2° ou ils ne le peuvent pas. Ceci correspond — semble-t-il — aux écoulements indéfinis sous l'influence des mêmes pressions et tensions et aux écoulements limités par telle ou telle autre cause. Au premier type se rapportent les solutions 1, 5, 12, 15, 17, 21, 28, 31 et en partie les solutions 34, 36, 38, etc. (marquées par « soit »), au second, toutes les autres.

C. Toutes les solutions, sauf la partie mentionnée 34, 36, 38, etc, seront dites de la « deuxième approximation » parce qu'elles sont des solutions approximatives de ($\star_2$), où au lieu des tensions elles-mêmes, sont introduites les valeurs approximatives de celles-ci. Au contraire, les solutions mentionnées sont celles de la « première approximation » parce qu'elles peuvent être — en dépit de la méthode par laquelle on les a trouvées — des solutions exactes de ($\star_2$) pour certaines valeurs des constantes α et β [*voir* (1)].

a été déjà linéarisée dans ([1]), et le groupe exhaustif des cas de solutions a été obtenu sous une forme simple et commode pour les applications. Le même procédé sera ici appliqué à ($\bigstar_2$). Pour ceci transformons la d'abord en : $4A^2+B^2=4C^2+D^2$ (où : $A=\Phi_{xy}+F_{xy}$; $B=\Phi_{xx}-\Phi_{yy}-F_{yy}+F_{xx}$, $C=\Phi_{xy}-F_{xy}$, $D=\Phi_{xx}-\Phi_{yy}+F_{yy}-F_{xx}$), et appliquons la formule appartenant de la classe des formules mentionnée dans ([1]), ([2]), ([4]) et étudiée dans ([3]) : $\sqrt{a^2+b^2}\cong\gamma_1 a+\gamma_2 b=b(\gamma_2+p_1 a)$, avec $a<b$, $\gamma_1=0{,}398$, $\gamma_2=0{,}960$, $p_1=\sqrt{2}-1$, l'écart est inférieur à 4 %. D'après les valeurs relatives des dérivées, on doit distinguer théoriquement 64 cas qui sont représentés sur le tableau ci-dessus. Heureusement, parmi ces 64 cas, il n'y en a qu'une dizaine qui donnent des solutions différentes.

(1) *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1348.
(2) *C. R. du IXe Cong. Int. Méc. Appl.*, Bruxelles, B. II, 1956, p. 232.
(3) *Journal Scientifique de Météorologie*, n° 35, 1957, p. 112.
(4) *Ibid.*, n° 34, 1957, p. 61.

ÉLASTICITÉ. — *Sur les vibrations des corps viscoélastiques à comportement linéaire*. Note (*) de M. **Jean Mandel**, présentée par M. Joseph Pérès.

Nous montrons ici que la transformation de Carson ramène les problèmes dynamiques relatifs à un corps viscoélastique à comportement linéaire à des problèmes de vibrations stationnaires pour un corps élastique. L'inversion de la transformation par la formule de Mellin permet alors d'étudier les mouvements naturels et les vibrations forcées. Les vibrations sont elliptiques dans le cas le plus général.

Application de la transformation de Carson. — Le corps est supposé au repos pour $t<0$. Nous avons montré ([1]) que la transformation de Carson ramène les relations entre contraintes et déformations déduites du principe de Boltzmann aux relations classiques de l'élasticité. Dans les équations de la dynamique les forces d'inertie $-\rho(d^2\bar{\xi}/dt^2)\,d\tau$ (ρ masse spécifique; $\bar{\xi}$, déplacement, $d\tau$, élément de volume) ont pour images $-\rho p^2\bar{\xi}^\star$, $\bar{\xi}^\star$ désignant l'image de $\bar{\xi}(t)$. En posant $p=i\omega$, ces images s'écrivent $\rho\omega^2\bar{\xi}^\star$ et les équations indéfinies sont les mêmes que celles qui régissent les vibrations forcées, de pulsation ω, d'un corps élastique. Quant aux conditions à la surface, si elles consistent en la donnée de contraintes ou de déplacements en fonction de t, elles se transforment en conditions analogues donnant leurs images en fonction de p (ou de ω). On est donc ramené à un problème de vibrations forcées pour un corps élastique.

Considérons en particulier le cas d'une force $\bar{F}(t)$ appliquée en un point fixe P du corps. De la forme générale du déplacement dans les vibrations

forcées du corps élastique (²) nous déduisons, en remplaçant ω par $-ip$:

$$\bar{\xi}^{\star}=\bar{\bar{\gamma}}\left(\mathrm{M},\,\mathrm{P},\,-\frac{\rho p^{2}}{\overset{\star}{\mathrm{H}}},\,\overset{\star}{\nu}\right).\bar{\mathrm{F}}^{\star}(p),$$

où

$$(1)\qquad \bar{\bar{\gamma}}=\frac{\bar{\bar{\mathrm{D}}}\left(\mathrm{M},\,\mathrm{P},\,-\dfrac{\rho p^{2}}{\overset{\star}{\mathrm{H}}},\,\overset{\star}{\nu}\right)}{\overset{\star}{\mathrm{H}}\mathrm{D}\left(-\dfrac{\rho p^{2}}{\overset{\star}{\mathrm{H}}},\,\overset{\star}{\nu}\right)}=\sum_{k}\frac{\bar{\varphi}_{k}(\mathrm{M},\,\overset{\star}{\nu})\times\bar{\varphi}_{k}(\mathrm{P},\,\overset{\star}{\nu})}{\overset{\star}{\mathrm{H}}\,\lambda_{k}(\overset{\star}{\nu})+\rho p^{2}},$$

$\overset{\star}{\mathrm{H}}(p)$ est l'image d'une fonction de relaxation, $\overset{\star}{\nu}(p)$ désigne l'image de la fonction $\nu(t)$ qui correspond au nombre de Poisson, ou plus généralement (corps anisotrope) l'ensemble des rapports des images des fonctions de relaxation. $\overset{\star}{\mathrm{H}}\mathrm{D}$ est une fonction entière de $\lambda=-\rho p^{2}:\overset{\star}{\mathrm{H}}$, qui s'annule pour les valeurs fondamentales λ_k constituant le spectre de résonance du corps élastique, c'est-à-dire lorsque

$$(2)\qquad \overset{\star}{\mathrm{H}}\lambda_{k}(\overset{\star}{\nu})+\rho p^{2}=0.$$

On peut montrer que les racines de (2) sont à partie réelle négative. Enfin $\bar{\varphi}_{k}(\mathrm{M},\,\overset{\star}{\nu})$ est le vecteur fondamental associé à la valeur λ_k.

Inversion de la transformation. — D'après la formule de Mellin :

$$\bar{\xi}(\mathrm{M},\,t)=\frac{1}{2\pi i}\int_{c-i\infty}^{c+i\infty}\bar{\bar{\gamma}}\left(\mathrm{M},\,\mathrm{P},\,-\frac{\rho p^{2}}{\overset{\star}{\mathrm{H}}},\,\overset{\star}{\nu}\right).\bar{\mathrm{F}}^{\star}(p)\,\frac{e^{pt}}{p}\,dp.$$

Intégrons le long du contour de Bromwich. Sous réserve que $e^{pt}\,\bar{\mathrm{F}}^{\star}(p):p$ tende vers zéro quand p tend vers l'infini, sa partie réelle étant négative, $\bar{\xi}$ est la somme des résidus correspondant : 1° aux pôles de $\bar{\bar{\gamma}}$; 2° aux pôles de $e^{pt}\,\bar{\mathrm{F}}^{\star}(p):p$ dans le demi-plan $\mathcal{R}(p)<c$. Les premiers résidus représentent les mouvements naturels, les seconds les mouvements forcés.

Mouvements naturels. — Si la force $\bar{\mathrm{F}}$ est appliquée seulement entre les instants zéro et T, pour $t>\mathrm{T}$ on a un mouvement naturel. On vérifie que pour $t>\mathrm{T}$ et $\mathcal{R}(p)<0$, $e^{pt}\,\bar{\mathrm{F}}^{\star}(p)/p$ n'a pas de pôle et tend vers zéro quand $|p|$ tend vers l'infini. Pour une racine p_i de l'équation (2), le résidu est, d'après l'expression (1) de $\bar{\bar{\gamma}}$, de la forme

$$\mathrm{A}\,\bar{\varphi}_{k}(\mathrm{M},\,\overset{\star}{\nu})\,e^{p_{i}t},$$

A étant une constante qui dépend de $\bar{\mathrm{F}}^{\star}(p)$, c'est-à-dire du mode d'excitation du mouvement. Dans le cas d'une racine réelle $-a$, $\overset{\star}{\nu}$ est réel donc aussi $\bar{\varphi}_{k}(\mathrm{M},\,\overset{\star}{\nu})$: on a un mouvement rectiligne apériodique amorti. Dans le cas de deux racines complexes conjuguées $-a\pm ib$, $\overset{\star}{\nu}$ est complexe ainsi que $\bar{\varphi}=\bar{\varphi}_{1}+i\bar{\varphi}_{2}$. On obtient alors en termes réels :

$$\bar{\xi}(\mathrm{M},\,t)=\mathrm{A}\,e^{-at}[\bar{\varphi}_{1}(\mathrm{M})\cos(bt+\varphi)-\bar{\varphi}_{2}(\mathrm{M})\sin(bt+\varphi)],$$

ce qui représente une vibration elliptique si $\overline{\varphi}_1$ et $\overline{\varphi}_2$ n'ont pas même direction, une vibration rectiligne, mais dont la phase dépend en général du point M, si $\overline{\varphi}_1$ et $\overline{\varphi}_2$ ont même direction. Toutefois lorsque $\nu(t) = \text{Cte}$ (d'où $\overset{*}{\nu} = \text{Cte}$ réelle), ou lorsqu'un seul coefficient d'élasticité ($\overset{*}{\text{H}}$) intervient ($\overline{\varphi}_k$ indépendant de $\overset{*}{\nu}$, cas des vibrations des tiges et des plaques), les fonctions $\overline{\varphi}_k$ sont réelles et l'on a une vibration rectiligne amortie stationnaire (phase indépendante de M) dont la distribution spatiale (fonction $\overline{\varphi}_k$) est la même qu'en élasticité.

Vibrations forcées. — L'image de $\overline{\text{F}}(t) = \overline{\text{F}}_0 \cos\omega t$ est

$$\text{F}^*(p) = \text{F}_0 \frac{p^2}{p^2 + \omega^2}.$$

Les résidus relatifs aux pôles $p = \pm i\omega$ de $\overline{\text{F}}^*(p) : p$ donnent

$$\overline{\xi}(\text{M}, t) = \mathcal{R}\left[\overline{\overline{\gamma}}\left(\text{M}, \text{P}, \frac{\rho\omega^2}{\overset{*}{\text{H}}(i\omega)}, \overset{*}{\nu}(i\omega)\right) . \overline{\text{F}}_0 e^{i\omega t}\right],$$

$\overline{\gamma} . \overline{\text{F}}_0 = \overline{g}$ est complexe ($\overline{g}_1 + i\overline{g}_2$). En termes réels on obtient

$$\overline{\xi}(\text{M}, t) = \text{A}[\overline{g}_1(\text{M}) \cos(\omega t + \varphi) - \overline{g}_2(\text{M}) \sin(\omega t + \varphi)],$$

c'est-à-dire une vibration elliptique ou une vibration rectiligne mais non stationnaire.

(*) Séance du 25 novembre 1957.

(1) *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 1910.

(2) *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 2004.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Phénomènes transitoires au cours de la déformation de l'acier par torsion à chaud.* Note (*) de MM. **Claude Rossard** et **Paul Blain**, présentée par M. Pierre Chevenard.

Par des essais de torsion à chaud sur plusieurs types d'acier, nous avons montré que, pour une vitesse de déformation et une température fixées, on n'atteint un état de régime, pour lequel la contrainte ne dépend plus de la déformation, qu'après un état transitoire caractéristique de la nuance d'acier.

L'étude et la mise au point d'une nouvelle machine de torsion à chaud (1) ont permis d'obtenir les résultats exposés ci-après. Cette machine permet d'effectuer des essais sur l'acier entre 900 et 1 200° C à des vitesses pouvant varier de façon continue entre 0,1 et 1 000 t/mn, soit pour les éprouvettes utilisées, qui ont une longueur utile de 50 mm et un diamètre de 6 mm, à des vitesses de déformation maximum variant entre 0,03 et 300 s^{-1} %. Les dimensions de l'éprouvette sont maintenues constantes au cours de l'essai. A une vitesse de rotation constante correspond donc une vitesse

de déformation constante. Le couple est équilibré par une lame flexible et on enregistre par cinématographie la variation du couple en fonction de la déformation et du temps. La tête de mesure a fait l'objet d'une étude harmonique qui a permis d'évaluer sa période propre, soit 0,05 s. L'éprouvette est placée sous atmosphère d'argon.

Les essais ont été effectués sur plusieurs aciers non alliés à teneur en carbone variant de 0,05 à 1,2 %, un acier inoxydable 18-8, un acier à 25 % Cr ferritique à toute température.

La forme générale de la courbe de variation du couple en fonction de la déformation pour une vitesse de déformation donnée caractérise la nature de l'acier. Le couple croît tout d'abord, par écrouissage, jusqu'à une certaine déformation qui est d'autant plus forte que la vitesse est plus élevée ou la température plus basse. On constate ensuite une diminution du couple, puis, tout au moins pour les plus faibles vitesses, pour lesquelles l'augmentation de température due à la déformation est négligeable, le couple se fixe à une certaine valeur après une série d'oscillations amorties. Les faisceaux des courbes obtenues avec les aciers à 0,25 % C à 1 100° et 25 % Cr à 1 200° sont donnés dans les figures 1 et 2.

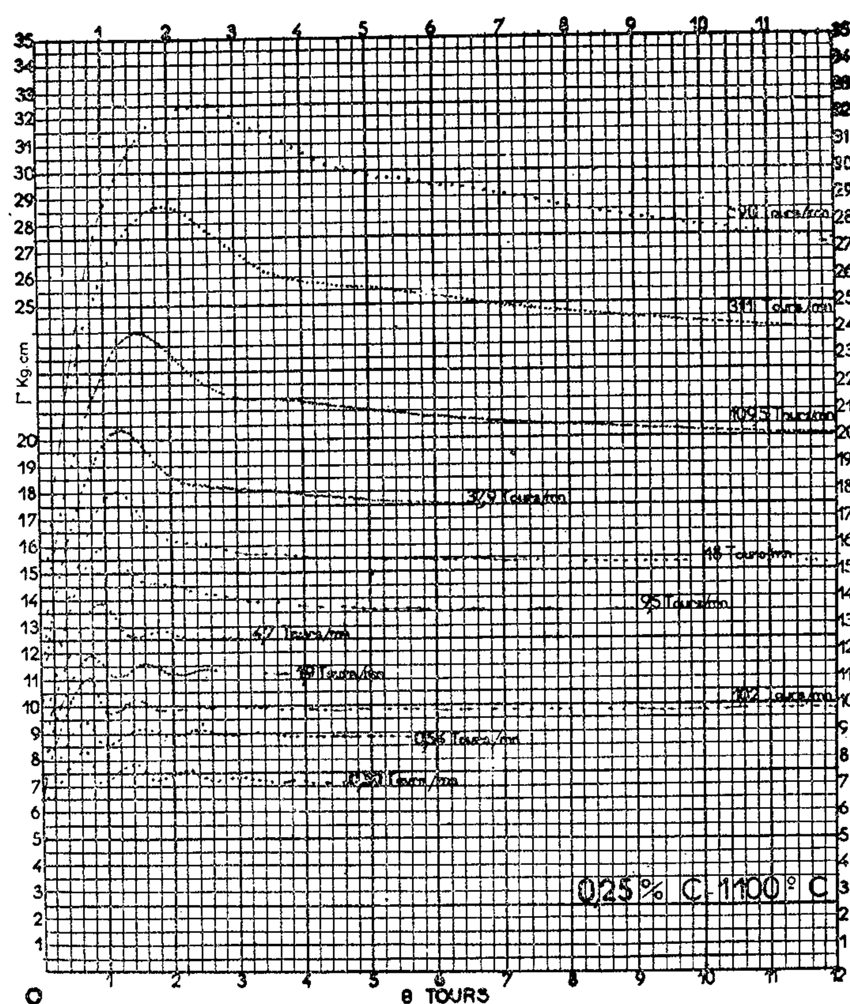


Fig. 1.

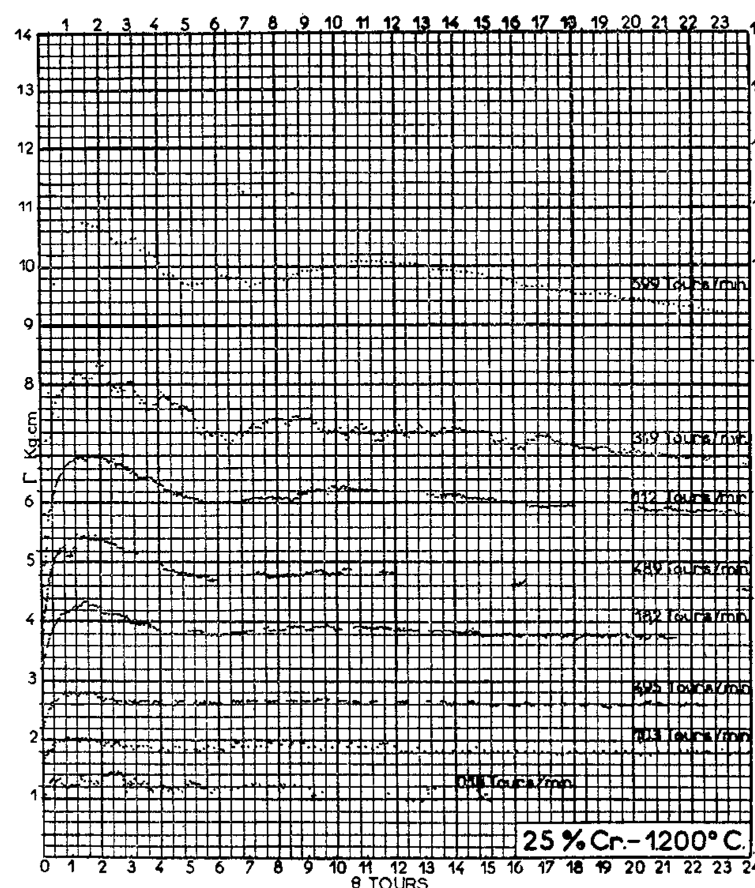


Fig. 2.

La période d'oscillation varie avec l'acier. Elle est d'un tour environ pour les aciers au carbone, soit 22 % de déformation maximum et de 12 tours environ pour l'acier ferritique à 25 % Cr. Un acier ferritique

à 4 % Si possède une période égale à celle de l'acier ferritique à 25 % Cr. Avec l'acier 18-8, les courbes présentent un premier maximum, mais on ne trouve d'oscillations que dans quelques cas, la période étant alors de deux tours environ.

Des essais sur éprouvettes d'acier à 0,25 % C, de longueur utile moitié de la longueur utile habituelle, nous ont permis d'observer des oscillations du couple d'une période d'un demi-tour, ce qui montre que ces oscillations ne sont pas dues à un défaut de l'appareillage.

La période d'oscillation caractéristique d'une nuance d'acier ne semble pas dépendre de façon sensible de la vitesse et de la température, lorsque la déformation est prise comme variable.

Ainsi pour un essai à vitesse de déformation et température déterminées, l'effort ne se fixe à une valeur constante qu'après une période transitoire, période transitoire que l'on retrouve par un changement de vitesse ou une reprise de l'essai, après arrêt, au bout d'un temps plus ou moins long.

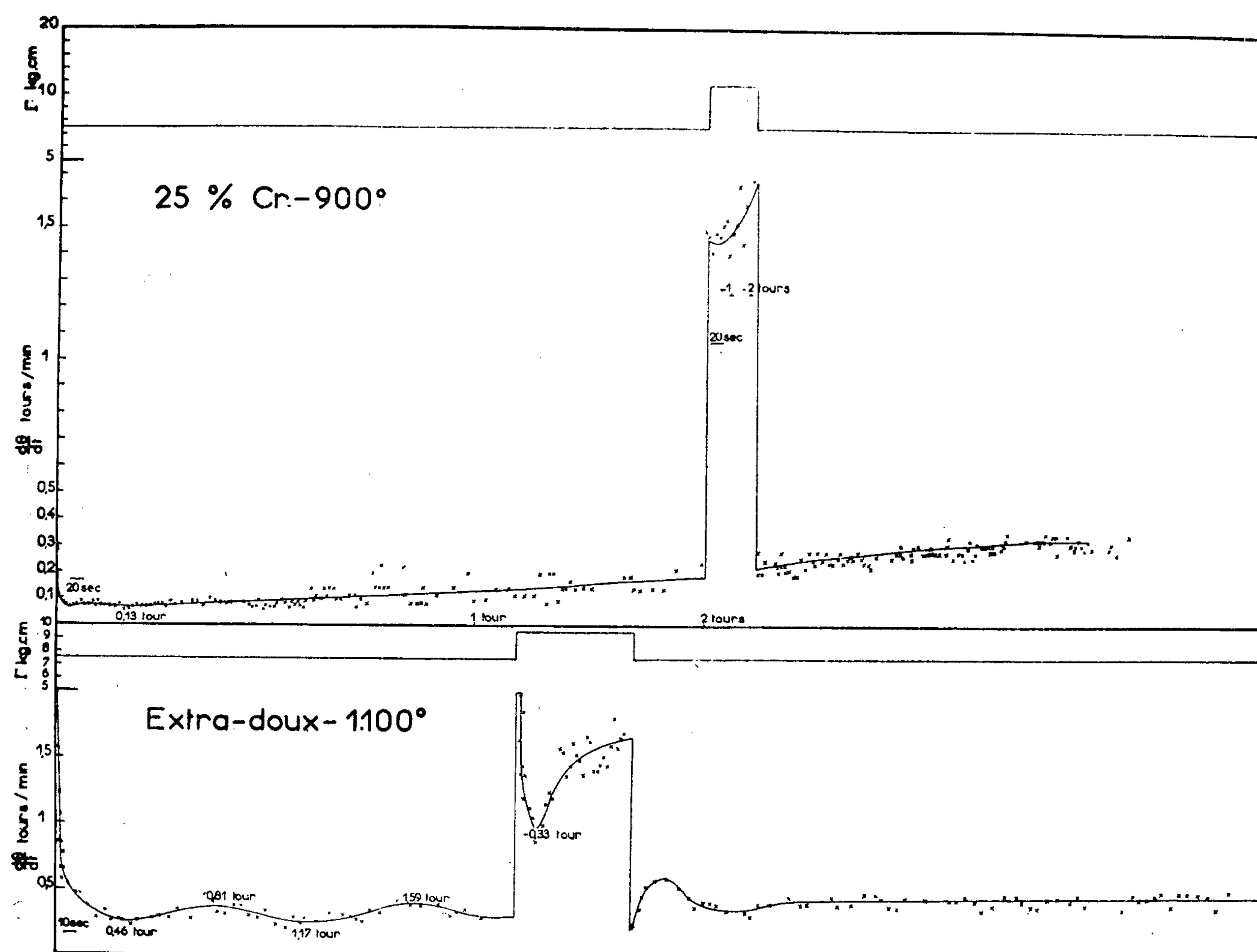


Fig. 3.

Ayant modifié notre machine de torsion pour pouvoir effectuer des essais sous couple constant, nous avons pu observer les oscillations de vitesse correspondant aux phénomènes transitoires obtenus lors des essais à vitesse imposée.

Nous avons effectué quelques essais sur l'acier extra-doux. La courbe représentée à la figure 3 montre les résultats obtenus pour un de ces essais. Nous avons tracé la variation de la vitesse de déformation en fonction du temps. Avant que la vitesse ne se stabilise à la valeur correspondant au couple imposé on observe bien les variations que l'on pouvait attendre.

Par ailleurs nous avons vu que le comportement de l'acier ferritique était très différent de celui de l'acier au carbone. Il fallait donc s'attendre à trouver en déformation sous couple constant des phénomènes transitoires différents. C'est ce que l'expérience nous a montré, les résultats étant donnés à la figure 3.

Ainsi, pour des couples et vitesses du même ordre, nous avons bien retrouvé en déformation sous couple constant les phénomènes observés en torsion à vitesse constante, de même que les périodes transitoires succédant à un changement des conditions de la déformation.

En résumé, pour les aciers étudiés, on n'atteint, à chaud, un état de régime qu'après une déformation relativement importante. La connaissance de la température, de la vitesse de déformation et de la déformation elle-même, à un instant considéré, ne suffisent pas à déterminer l'effort à cet instant. L'histoire antérieure du métal intervient. Nous avons montré l'existence de phénomènes transitoires qui jouent un rôle dans les procédés de transformation industriels, pour lesquels la vitesse de déformation rationnelle varie souvent de façon très importante avec la déformation.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

(1) *Recherches sur la déformation des aciers à chaud* (I) (*Publication I. R. S. I. D.*, série A, nº 174, octobre 1957).

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur le transport de masse dans l'onde de Gerstner.* Note de M. **René Gouyon**, présentée par M. Henri Villat.

Mme Dubreil-Jacotin (1) a montré, pour les houles de Gerstner de faible amplitude, que tout élément de verticale constamment immergé est le siège d'un débit, par période, vers l'amont de l'onde (sens inverse de sa propagation). On étend ce résultat à toutes les amplitudes physiquement acceptables et on le complète en étudiant le débit total à travers toute une verticale : on montre qu'il est nul.

Notations. — Ox, horizontal, orienté vers l'aval de l'onde; Oy vertical descendant. A des affinités positives près, sur les deux coordonnées et sur le temps t, les mouvements des particules sont donnés, en fonction des arbi-

traires $\theta \geqq \theta_0$ et α, par

$$x - t = \lambda + e^{-\theta} \sin\lambda, \qquad y = \theta + e^{-\theta} \cos\lambda, \qquad \text{avec} \quad \lambda = \alpha - t.$$

La ligne libre, à la date t, est la trochoïde $\theta = \theta_0$. Comme $\theta_0 = 0$ correspondrait à un cycloïde cuspidale, donc à la limite du déferlement, on imposera, comme seule limitation de l'amplitude, $\theta_0 \geqq 0$.

Débit à travers la partie constamment immergée d'une verticale quelconque $x = 0$. — *a.* Soit $\varphi(y)\,dy$, le débit, pendant une période $-\pi \leqq t \leqq \pi$, à travers l'élément dy, d'ordonnée $y > \theta_0 + e^{-\theta_0}$. La composante horizontale du champ des vitesses, en ce point, est $-e^{-\theta}\cos\lambda$, avec

$$(1) \qquad \lambda + e^{-\theta}\sin\lambda = -t;$$

$$(2) \qquad \theta + e^{-\theta}\cos\lambda = y.$$

Les fonctions $\lambda(t)$ et $\theta(t)$, ainsi définies, sont telles que (pour y donné)

$$\lambda(t + 2\pi) = \lambda(t) - 2\pi, \qquad \lambda(-t) = -\lambda(t), \qquad \theta(t + 2\pi) = \theta(t), \qquad \theta(-t) = \theta(t),$$

$$d\lambda = -\frac{1 - e^{-\theta}\cos\lambda}{1 - e^{-2\theta}}\,dt, \qquad d\theta = \frac{e^{-\theta}\sin\lambda}{1 - e^{-\theta}\cos\lambda}\,d\lambda.$$

Donc

$$\varphi(\lambda) = -\int_{-\pi}^{\pi} e^{-\theta}\cos\lambda\,dt = -2\int_0^{\pi} F(\theta)\cos\lambda\,d\lambda, \qquad \text{avec} \quad F(\theta) = \frac{e^{-\theta} - e^{-3\theta}}{1 - e^{-\theta}\cos\lambda} = \frac{e^{-\theta} - e^{-3\theta}}{1 - y + \theta}.$$

Sur $(0, \pi)$, la fonction $\theta^0(\lambda)$, définie par (2), est continue et croissante. Sur $[\theta(0), \theta(\pi)]$, soit (θ_1, θ_2),la fonction continue et positive $F(\theta)$ est décroissante, car $F'(\theta)$ a le signe de $(3e^{-2\theta} - 1)G(\theta)$, avec

$$G(\theta) = 1 - y + \theta - \frac{1 - e^{-2\theta}}{3e^{-2\theta} - 1},$$

d'où

$$G'(\theta) = \frac{(1 - e^{-2\theta})(1 - 9e^{-2\theta})}{(3e^{-2\theta} - 1)^2}, \qquad G(\theta_1) = \frac{(1 - e^{-\theta_1})^2(3e^{-\theta_1} + 2)}{1 - 3e^{-2\theta_1}}.$$

En un point θ du segment (θ_1, θ_2), la condition $F'(\theta) \geqq 0$ exigerait donc, séparément, $3e^{-2\theta} - 1 > 0$ et $G(\theta) \geqq 0$, ce qui est incompatible : vérifiée en un point θ, la première condition le serait sur tout le segment (θ_1, θ), ou elle entraînerait $9e^{-2\theta} - 1 > 0$, $G'(\theta) < 0$, $G(\theta) < G_1(\theta) < 0$.

Finalement, $F[\theta(\lambda)]$ étant positif et décroissant sur $(0, \pi)$, on a

$$\int_0^{\pi} F(\theta)\cos\lambda\,d\lambda > 0, \qquad \varphi(y) < 0,$$

le débit élémentaire est vers l'amont.

b. Soit maintenant Φ_1 la totalisation de ce débit :

$$\Phi_1 = -2\int_{\theta_0 + e^{-\theta_0}}^{+\infty} \psi(y)\,dy \qquad \text{avec} \quad \psi(y) = -\frac{1}{2}\varphi(y) = \int_0^{-\pi} \frac{e^{-\theta} - e^{-3\theta}}{1 - e^{-\theta}\cos\lambda}\cos\lambda\,d\lambda.$$

Pour $y > 2$, on a $\theta > y/2$, $1 - e^{-\theta}\cos\lambda > (1/2)$, d'où

$$0 < \frac{e^{-\theta} - e^{-3\theta}}{1 - e^{-\theta}\cos\lambda} < 2e^{-\frac{y}{2}}, \quad 0 < \psi(y) < 2\pi e^{-\frac{y}{2}}.$$

Le débit élémentaire tend donc vers zéro aux grandes profondeurs et sa totalisation Φ_1 est finie. D'autre part, pour la suite on peut intervertir les intégrations

$$\Phi_1 = -2\int_0^{\pi} \cos\lambda\, d\lambda \int_{\theta_0 + e^{-\theta_0}}^{+\infty} \frac{e^{-\theta} - e^{-3\theta}}{1 - e^{-\theta}\cos\lambda}\, dy,$$

puisque la seconde intégrale converge uniformément sur $0 \leqq \lambda \leqq \pi$.

Débit à travers la partie d'immersion intermittente. — Soit maintenant Φ_2 le débit par période sur

$$\theta_0 - e^{-\theta_0} \leqq y \leqq \theta_0 + e^{-\theta_0}.$$

Pour $-\pi \leqq t \leqq \pi$, $-\pi \leqq \lambda \leqq \pi$, un point de cette partie est immergé quand pour la solution de (1) et (2) en λ et θ, on a $\theta \geqq \theta_0$. Il en est ainsi (θ étant fonction croissante de y) pour $\theta_0 = e^{-\theta_0}\cos\lambda \leqq y$, c'est-à-dire

$$-\pi \leqq \lambda \leqq -\lambda_1, \quad \text{ou} \quad \lambda_1 \leqq \lambda \leqq \pi, \quad \text{avec} \quad y = \theta_0 + e^{-\theta_0}\cos\lambda_1.$$

Donc, $\varphi(y)\, dy$ étant toujours le débit élémentaire par période :

$$\varphi(y) = -2\int_{\lambda_1}^{\pi} \frac{e^{-\theta} - e^{-3\theta}}{1 - e^{-\theta}\cos\lambda}\cos\lambda\, d\lambda, \qquad \Phi_2 = -2\int_{\theta_0 - e^{-\theta_0}}^{\theta_0 + e^{-\theta_0}} dy \int_{\lambda_1}^{\pi} \frac{e^{-\theta} - e^{-3\theta}}{1 - e^{-\theta}\cos\lambda}\cos\lambda\, d\lambda.$$

La difficulté soulevée, pour $\theta_0 = 0$, par le point $y = 1$ (d'où $\lambda_1 = 1$) n'est qu'apparente. L'étude de la relation (2) en ce point singulier donne en effet $\theta^2 \sim \lambda^2$, d'où $\theta \sim \lambda$ puisque $d\theta/d\lambda > 0$ au voisinage : $(e^{-\theta} - e^{-3\theta})/(1 - e^{-\theta}\cos\lambda)$ reste donc fini (il tend vers 2).

Dans tous les cas, Φ_2 apparaît ainsi comme une intégrale double de fonction continue sur $0 \leqq \lambda \leqq \pi$,

$$\theta_0 + e^{-\theta_0}\cos\lambda \leqq y \leqq \theta_0 + e^{-\theta_0}.$$

Donc

$$\Phi_2 = -2\int_0^{\pi} \cos\lambda\, d\lambda \int_{\theta_0 + e^{-\theta_0}\cos\lambda}^{\theta_0 + e^{-\theta_0}} \frac{e^{-\theta} - e^{-3\theta}}{1 - e^{-\theta}\cos\lambda}\, dy,$$

d'où

$$\Phi_1 + \Phi_2 = -2\int_0^{\pi} \cos\lambda\, d\lambda \int_{\theta_0 + e^{-\theta_0}\cos\lambda}^{+\infty} \frac{e^{-\theta} - e^{-3\theta}}{1 - e^{-\theta}\cos\lambda}\, dy.$$

Or, pour λ constant, on a $dy = (1 - e^{-\theta}\cos\lambda)\, d\theta$. Donc

$$\int_{\theta_0 + e^{-\theta_0}\cos\lambda}^{+\infty} \frac{e^{-\theta} - e^{-3\theta}}{1 - e^{-\theta}\cos\lambda}\, dy = \int_{\theta_0}^{+\infty} (e^{-\theta} - e^{-3\theta})\, d\theta = \text{Cte}, \qquad \text{d'où} \qquad \Phi_1 + \Phi_2 = 0.$$

La partie d'immersion intermittente est donc le siège d'un débit par période dans le sens de propagation de l'onde, exactement opposé au débit en sens inverse dans la partie constamment immergée.

(1) *J. Math. pures et appl.*, **13**, 1934, p. 217-291 (*Thèse*).

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur le calcul approché des oscillations d'un liquide dans un canal à houle.* Note de M. **Pierre Gaillard**, présentée par M. Henri Villat.

M. Normandin a publié récemment (1) une solution approchée, au second ordre inclusivement près, des équations du mouvement des eaux dans un canal à houle. Cet auteur avait en vue le calcul de perturbations du second ordre qu'entraîne la superposition au premier ordre d'une houle longitudinale pure et d'un clapotis transversal symétrique par rapport au plan méridien du bassin. On se propose ici d'étendre ces résultats au cas où le phénomène du premier ordre résulte de la superposition d'un nombre arbitraire de couples de houles progressives planes de Stokes, chaque couple de houle se composant de deux ondes (en phase ou en opposition de phase) symétriques par rapport à l'axe du canal. De plus nous admettrons *a priori* que les transports de masse sont nuls. Une telle étude offre un double intérêt; d'une part, elle permet d'interpréter théoriquement les expériences faites dans un canal à houle, notamment avec un clapotis dissymétrique, d'autre part, de déterminer dans certains cas particuliers, les seiches du second ordre dont un bassin rectangulaire peut être le siège [*cf.* (2) pour l'étude linéaire du phénomène].

Nous reprenons les méthodes de (1) (variante de la méthode des petits paramètres de Poincaré, adaptée aux équations aux dérivées partielles par R. Miche et F. Biesel; *cf.* (2), (3), (4) pour la bibliographie), les variables, le système de référence et une partie des notations utilisées sont ceux de (1). On notera a_j, $\lambda_j(\lambda_j = 2\pi/\mu_j)$, $T_j(T_j = 2\pi/\nu_j)$; μ_j et ν_i étant liés par la relation $\nu_j^2 = 9\mu_j \operatorname{th} \mu_j h$) respectivement l'amplitude, la longueur d'onde et la période de chacune des houles du $i^{\text{ième}}$ couple; θ_j sera l'angle formé avec l'axe du canal Ox par les directions de propagation de ces houles. On introduira les paramètres :

$$\mu_{j,1} = \mu_j \cos\theta_j = \rho_{1,j}\mu_j; \qquad \mu_{j,2} = \mu_j \sin\theta_j = \rho_{2,j}\mu_j; \qquad \tau_{1,j,k} = \nu_j + \varepsilon_1 \nu_k;$$

$$\sigma_{n,j,k} = \mu_{n,j} + \varepsilon_n \mu_{n,k}; \qquad \varepsilon_n = \pm 1 \quad (n = 1, 2); \qquad \sigma_{3,j,k} = \mu_j + \varepsilon_3 \mu_k;$$

$$\psi_{j,k} = -\varepsilon_1 \rho_{1,j}\rho_{1,k} - \varepsilon_2 \rho_{2,j}\rho_{2,k} + \varepsilon_3; \qquad \Gamma_{j,k} = \sqrt{\sigma_{1,j,k}^2 + \sigma_{2,j,k}^2};$$

$$\Phi_{j,k} = \frac{\left[(\nu_j^2 + \varepsilon_1 \nu_j \nu_k + \nu_k^2) \operatorname{ch} \sigma_{3,j,k} h - 8 \dfrac{\mu_j \nu_j + \varepsilon_1 \varepsilon_3 \mu_k \nu_k}{\nu_{1,j,k}} \operatorname{sh} \sigma_{3,j,k} h\right]}{\tau_{3,j,k}^2 \operatorname{ch} \Gamma_{j,k} h - 9 \Gamma_{j,k} \operatorname{sh} \Gamma_{j,k} h}.$$

Ainsi avec cette notation $\sigma_{n,j,k}$ peut prendre les deux valeurs $\mu_{n,j} + \mu_{n,k}$ et $\mu_{n,j} - \mu_{n,k}$.

Cela étant, les composants du vecteur déplacement s'écriront, en adoptant la convention de l'indice muet pour les j, k :

$$x = x_0 - \frac{a_j \rho_{1,j}}{\operatorname{sh}\mu_j h}\sin(\mu_{1,j}x_0 - \nu_j t)\cos\mu_{2,j}(y_0+a)\operatorname{ch}\mu_j(z_0+h)$$
$$+ a_j^2\mu_{1,j}\frac{\rho_{1,j}^2 - \rho_{2,j}^2\operatorname{ch}2\mu_j(z_0+h)}{8\operatorname{sh}^2\mu_j h}\sin 2(\mu_{1,j}x_0 - \nu_j t)$$
$$+ \frac{a_j^2\mu_{1,j}}{8\operatorname{sh}^2\mu_j h}\left[1 - \frac{3\operatorname{ch}2\mu_j(z_0+h)}{2\operatorname{sh}^2\mu_j h}\right]\sin 2(\mu_{1,j}x_0 - \nu_j t)\cos 2\mu_{2,j}(y_0+a)$$
$$- \frac{a_j^2\mu_{1,j}}{8\operatorname{sh}^2\mu_j h}\,\frac{(1+2\rho_{1,j}^2 - 2\rho_{2,j}^2\operatorname{ch}2\mu_j h)\,\nu_j^2}{2\nu_j^2\operatorname{ch}2\mu_{1,j}h - g\mu_{1,j}\operatorname{sh}2\mu_{1,j}h}\sin 2(\mu_{1,j}x_0 - \nu_j t)\operatorname{ch}2\mu_{1,j}(z_0+h)$$
$$- \frac{a_j a_k}{8\operatorname{sh}\mu_j h\operatorname{sh}\mu_k h}\sum_{\varepsilon_1,\varepsilon_2,\varepsilon_3}\frac{\nu_j\mu_{1,j} + \nu_k\mu_{1,k}}{\tau_{1,j,k}}\psi_{j,k}\sin[\sigma_{1,j,k}x_0 - \tau_{1,j,k}t]$$
$$\times\cos\sigma_{2,j,k}(y_0+a)\operatorname{ch}\sigma_{3,j,k}(z_0+h)$$
$$+ \frac{a_j a_k}{8\operatorname{sh}\mu_j h\operatorname{sh}\mu_k h}\sum_{\varepsilon_1,\varepsilon_2,\varepsilon_3}\sigma_{1,j,k}\boldsymbol{\Phi}_{j,k}\psi_{j,k}\sin[\sigma_{1,j,k}x_0 - \tau_{1,j,k}t]$$
$$\times\cos\sigma_{2,j,k}(y_0+a)\operatorname{ch}\boldsymbol{\Gamma}_{j,k}(z_0+h),$$

$$y = y_0 - \frac{a_j \rho_{2,j}}{\operatorname{sh}\mu_j h}\cos(\mu_{1,j}x_0 - \nu_j t)\sin\mu_{2,j}(y_0+a)\operatorname{ch}\mu_j(z_0+h)$$
$$+ a_j^2\mu_{2,j}\frac{\rho_{2,j}^2 - \rho_{1,j}^2\operatorname{ch}2\mu_j(z_0+h)}{8\operatorname{sh}^2\mu_j h}\sin 2\mu_{2,j}(y_0+a)$$
$$+ \frac{a_j^2\mu_{2,j}}{8\operatorname{sh}^2\mu_j h}\left[1 - \frac{3\operatorname{ch}2\mu_j(z_0+h)}{2\operatorname{sh}^2\mu_j h}\right]\sin 2\mu_{2,j}(y_0+a)\cos 2(\mu_{1,j}x_0 - \nu_j t)$$
$$+ \frac{a_j^2\mu_j}{8\operatorname{sh}2\mu_{2,j}h}\operatorname{th}\mu_j h\sin 2\mu_{2,j}(y_0+a)\operatorname{ch}2\mu_{2,j}(z_0+h)$$
$$- \frac{a_j a_k}{8\operatorname{sh}\mu_j h\operatorname{sh}\mu_k h}\sum_{\varepsilon_1,\varepsilon_2,\varepsilon_3}\frac{\nu_j\mu_{2,j} + \nu_k\mu_{2,k}}{\tau_{1,j,k}}\psi_{j,k}\cos[\sigma_{1,j,k}x_0 - \tau_{1,j,k}t]$$
$$\times\sin\sigma_{2,j,k}(y_0+a)\operatorname{ch}\sigma_{3,j,k}(z_0+h)$$
$$+ \frac{a_j a_k}{8\operatorname{sh}\mu_j h\operatorname{sh}\mu_k h}\sum_{\varepsilon_1,\varepsilon_2,\varepsilon_3}\sigma_{2,j,k}\psi_{j,k}\psi_{j,k}\cos[\sigma_{1,j,k}x_0 - \tau_{1,j,k}t]$$
$$\times\sin\sigma_{2,j,k}(y_0+a)\operatorname{ch}\boldsymbol{\Gamma}_{j,k}(z_0+h),$$

$$z = z_0 + a_j\cos(\mu_{i,j}x_0 - \nu_j t)\cos\mu_{2,j}(y_0+a)\operatorname{sh}\mu_j(z_0+h)$$
$$+ \frac{a_j^2\mu_j\operatorname{sh}2\mu_i(z_0+h)}{8\operatorname{sh}^2\mu_j h}[1 + \rho_{2,j}^2\cos 2(\mu_j x_0 - \nu_j t) + \rho_{1,j}^2]\cos 2\mu_{2,j}(y_0+a)$$
$$+ \frac{3}{2}\cos 2(\mu_{1,j}x_0 - \nu_j t)\cos 2\mu_{2,j}(y_0+a)$$
$$+ \frac{a_j^2\mu_{1,j}}{8\operatorname{sh}^2\mu_j h}\,\frac{1+2\rho_{1,j}^2 - 2\rho_{2,j}^2\operatorname{ch}2\mu_j h}{2\nu_j^2\operatorname{ch}2\mu_{1,j}h - g\mu_{1,j}\operatorname{sh}2\mu_{ij}h}\cos 2(\mu_{1,j}x_0 - \nu_j t)\operatorname{sh}2\mu_{1,j}(z_0+h)$$
$$- \frac{a_j^2\mu_j}{8\operatorname{sh}2\mu_i h}\operatorname{th}\mu_j h\cos 2\mu_{2,j}(y_0+a)\operatorname{sh}2\mu_{2,j}(z_0+h)$$
$$+ \frac{a_j a_k}{8\operatorname{sh}\mu_j h\operatorname{sh}\mu_k h}\sum_{\varepsilon_1,\varepsilon_2,\varepsilon_3}\frac{\nu_j\mu_j + \varepsilon_1\varepsilon_3\nu_k\mu_k}{\tau_{1,j,k}}\psi_{j,k}$$
$$\times\cos[\sigma_{1,j,k}x_0 - \nu_j t]\cos\sigma_{2,j,k}(y_0+a)\operatorname{sh}\sigma_{3,j,k}(z_0+h)$$
$$+ \frac{a_j a_k}{8\operatorname{sh}\mu_j h\operatorname{sh}\mu_k h}\sum_{\varepsilon_1,\varepsilon_2,\varepsilon_3}\boldsymbol{\Gamma}_{j,k}\psi_{j,k}\boldsymbol{\Phi}_{j,k}$$
$$\times\cos[\sigma_{1,j,k}x_0 - \nu_j t]\cos\sigma_{2,j,k}(y_0+a)\operatorname{sh}\boldsymbol{\Gamma}_{j,k}(z_0+h).$$

Dans ces formules, le symbole $\sum_{\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3}$ indique la somme de tous les termes distincts obtenus en donnant aux ε_1, ε_2, ε_3 les valeurs ± 1. Pour $\theta_j = 0$ et $\theta_k = \pi/2$, on retrouve les formules de (1). La solution trouvée présente la propriété remarquable suivante : dans chaque plan $x =$ constante (ou $y =$ Cte), l'évolution de la surface libre est identique, au premier ordre, à celle d'une houle plane de Stokes de longueur d'onde $\lambda_{j,1} = 2\pi/\mu_{j,1}$ [ou $\lambda_{j,2} = 2\pi/\mu_{j,2}$] et de période T_j.

(1) M. Normandin, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1880.
(2) Miche, *Ann. Ponts et Chaus.*, 114, 1944, p. 25-61.
(3) M. Biesel, *La Houille Blanche*, 7, 1952, p. 372-376.
(4) J. Kravtchenko et L. Santon, Conférence à l'A. I. H., Lisbonne, 1957.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur l'étude du fonctionnement dans l'eau d'une anche libre + E.* Note de M. **Pierre Couvertier**, présentée par M. Henri Villat.

L'anche libre du type + E est constituée par une plaque plane indéformable OE articulée autour d'un axe horizontal O.

Une plaque plane de Dural, percée d'une ouverture rectangulaire, divise en deux compartiments une cuve métallique et forme ainsi la platine de l'anche.

Le compartiment amont, qui constitue un caisson étanche, est mis en communication avec un réservoir d'eau en charge. Le compartiment aval laisse couler l'eau par un trop-plein situé à sa partie supérieure.

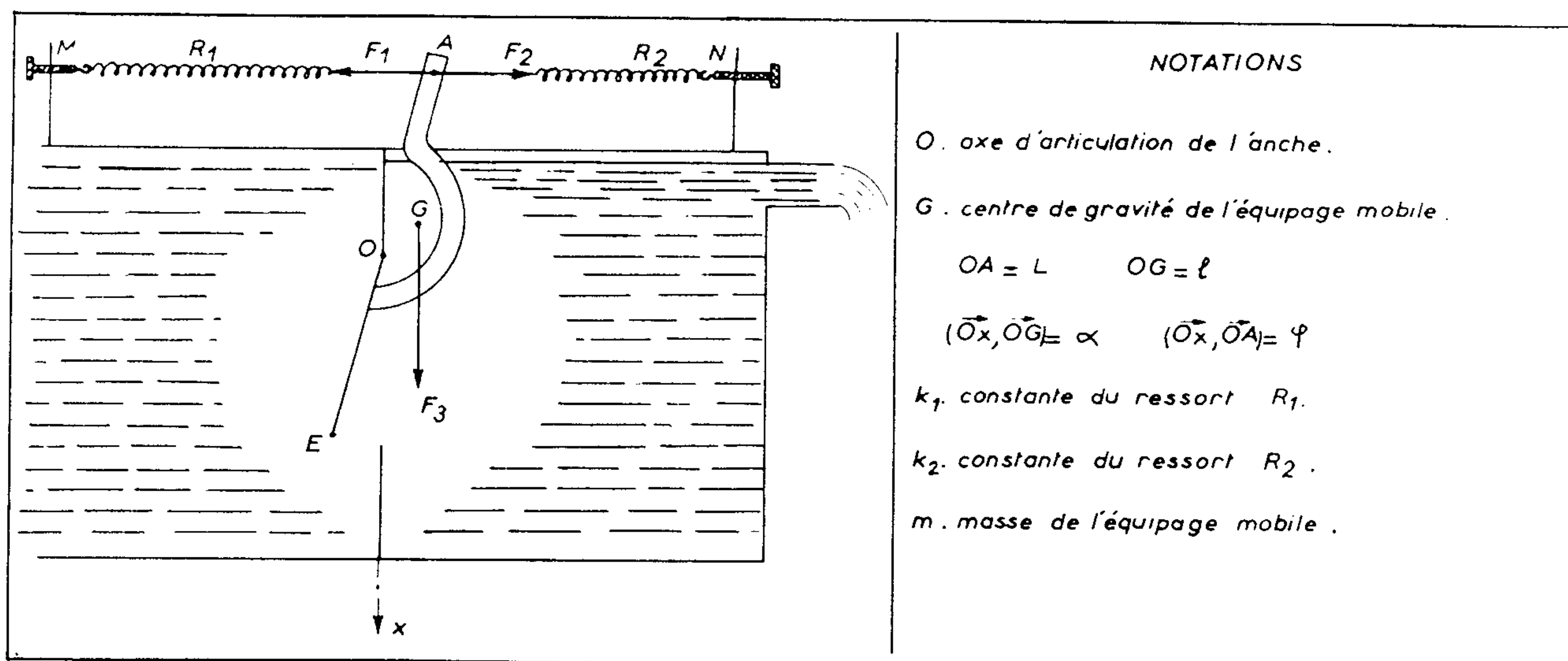


Fig. 1.

En appelant $\vec{F}_1$ et $\vec{F}_2$ la tension des ressorts et $\vec{F}_3$ le poids de l'équipage mobile dont les valeurs définissent l'angle de baillement $\beta = (\overrightarrow{Ox}, \overrightarrow{OE})$,

on peut caractériser l'anche par les deux paramètres de construction suivants :

— C, constante de rappel

(1) $$C = -[mgl\cos\alpha + L(F_2 - F_1)\sin\varphi - L^2(k_1 + k_2)\cos\varphi],$$

facile à mesurer en chargeant l'anche avec une masse connue;

I, le moment d'inertie par rapport à l'axe O

(2) $$I = \frac{C}{4\pi^2 n^2}$$

déterminé par la connaissance de C et la mesure de la fréquence n des petites oscillations dans l'air.

L'observation portera sur les quantités suivantes qui définissent le mouvement de l'anche :

— sa fréquence N;

— son amplitude $A = \theta_M - \theta_m$ (θ_M et θ_m représentant les ouvertures angulaires maximum et minimum de l'anche);

— la position moyenne de l'oscillation

$$\gamma = \frac{\theta_M + \theta_m}{2}.$$

Un tel dispositif donne la possibilité de pouvoir faire varier l'un des paramètres de construction en laissant l'autre fixe et permet ainsi de déterminer exactement son influence sur le mouvement de l'anche.

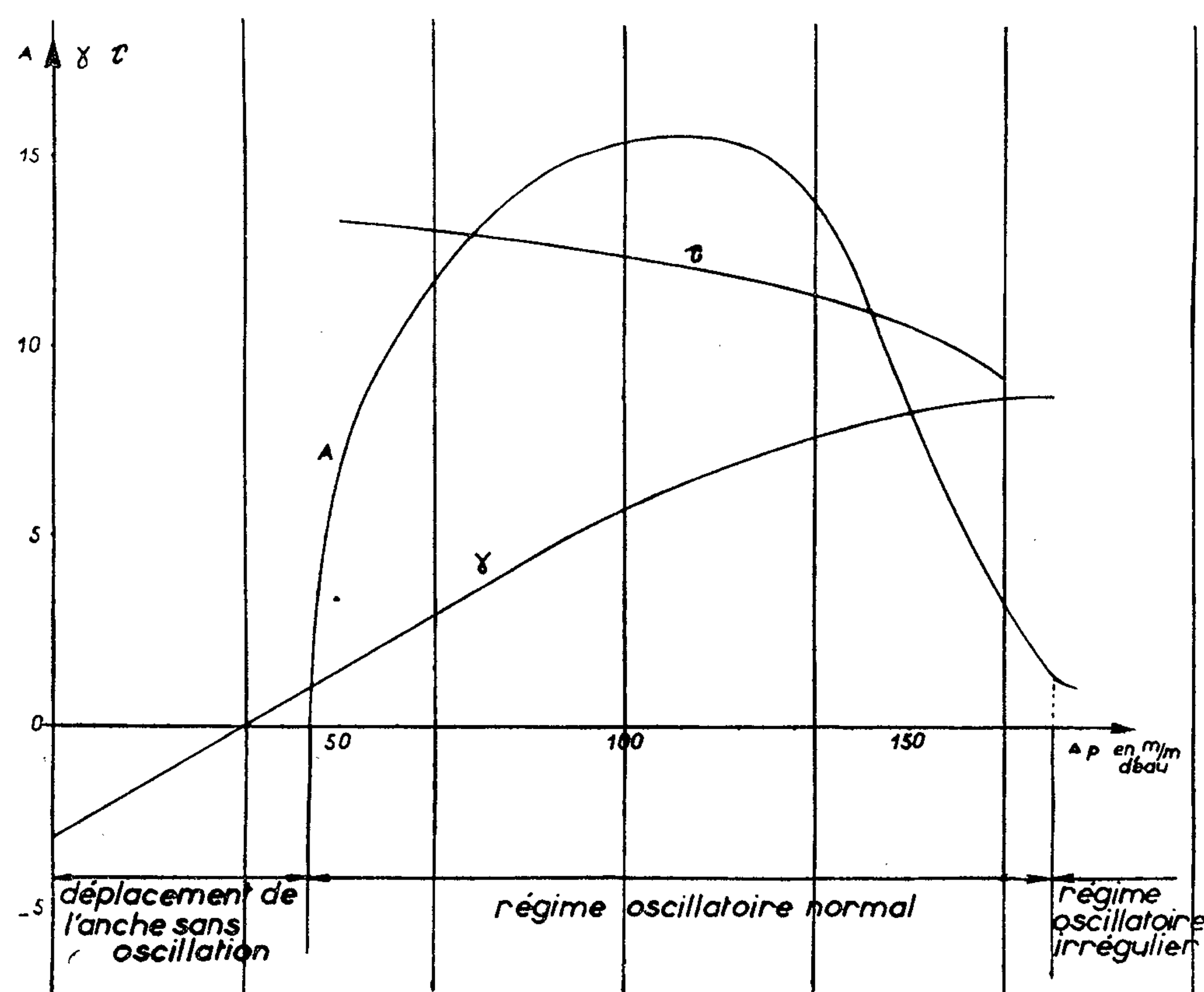


Fig. 2.

L'examen de la relation (1) révèle qu'on peut faire varier C sans modifier I en adoptant de nouvelles valeurs pour k_1 et k_2 (modification des ressorts) et pour L et φ (déplacement du point A).

De plus, la théorie montre que si l'on se fixe les valeurs de β et de C, on pourra étudier l'influence de I en plaçant des masses en un point P de l'équipage mobile tel que $(\overrightarrow{Ox}, \overrightarrow{OP}) = \alpha_1$ satisfaisant à l'équation simple

$$\operatorname{tg}\alpha_1 = -\operatorname{cotg}\varphi. \tag{3}$$

Les courbes expérimentales de la figure 2 représentent les variations de l'amplitude A, de la position moyenne de l'oscillation γ, de la durée τ de 30 oscillations en fonction de Δp différence des pressions moyennes amont et aval d'une anche définie par les valeurs numériques suivantes :

$$C = 96,6.10^6 \text{ C. G. S.}, \qquad I = 786,6.10^3 \text{ C. G. S.}, \qquad \beta = -3^\circ.$$

On constate pour $\Delta p = 175$ mm la naissance d'une instabilité dans le fonctionnement de l'anche qui se traduit par des irrégularités de fréquence et d'amplitude, puis l'oscillation s'arrête complètement pour Δp voisin de 250 mm.

Remarquons que γ qui, en l'absence d'oscillation, se réduit à l'ouverture angulaire de l'anche, ne présente pas de discontinuité au passage du régime oscillatoire et reste linéaire dans la première partie de ce régime.

Notons enfin que la fréquence $N = 30/\tau$ croît lentement avec Δp.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur le caractère aléatoire d'un phénomène d'écoulement dont les conditions aux limites sont macroscopiquement déterminées.* Note de M. **Henri Arzeliès**, présentée par M. Léopold Escande.

De l'eau arrivant par la lumière rectangulaire A peut s'écouler par les tubes T_1 et T_2; le tube T_3 est fermé par un piston P. Les positions de A et de P sont réglables. Les tubes utilisés sont cylindriques, de diamètre intérieur 15,6 mm (*fig.* 1); dans mes expériences le débit était de l'ordre de 5 à 10 l/mn.

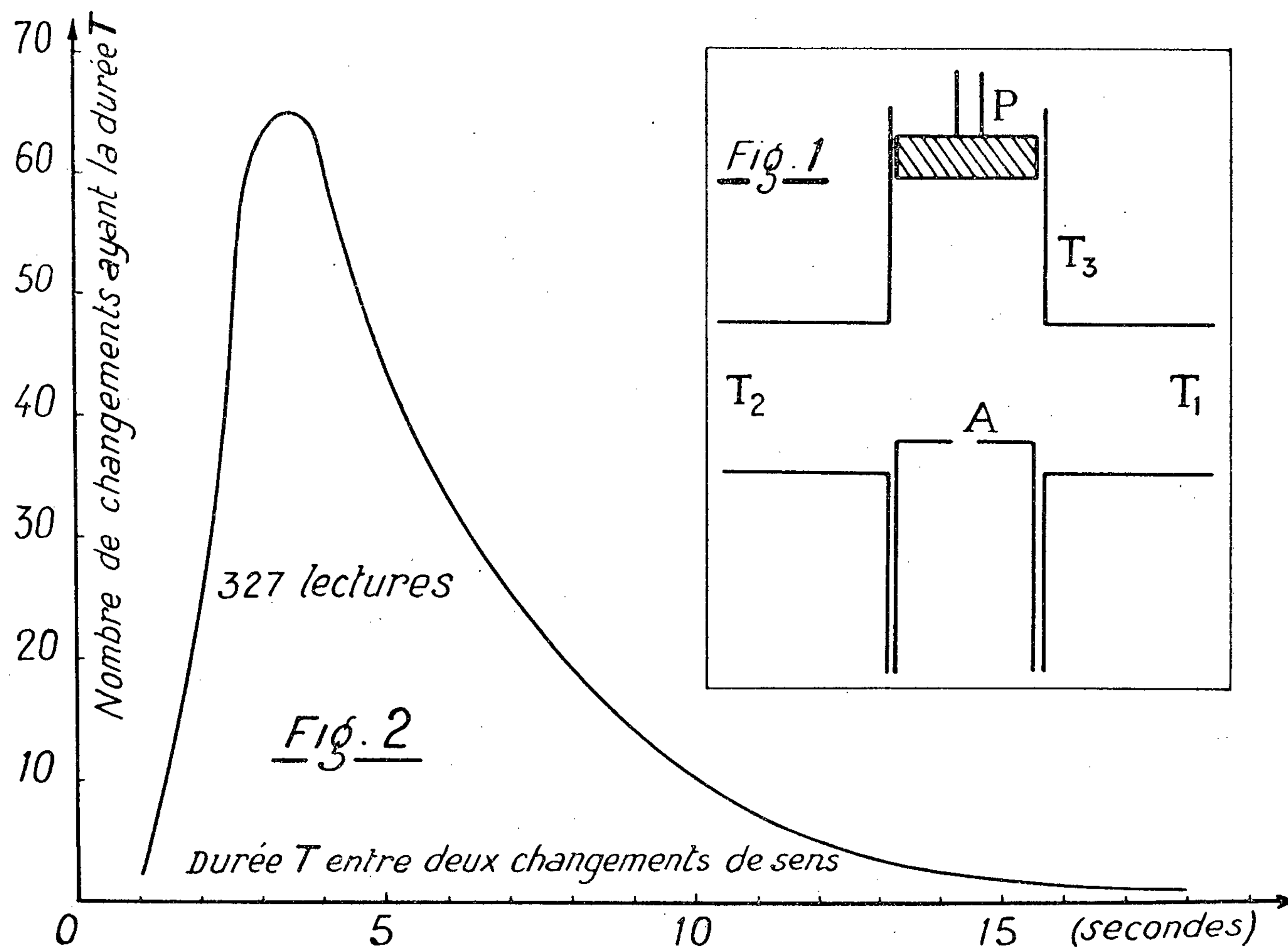
Ce dispositif, dont le principe semble être dû à Young, a été étudié par Carrière [1] et Bouasse [2].

Ces auteurs montrent qu'on peut régler A et P de façon à obtenir un écoulement alterné, tantôt par T_1, tantôt par T_2. Ils étudient comment varie la période d'alternance en fonction des paramètres de l'appareil. Bouasse signale, sans insister, que le phénomène est irrégulier.

Intrigué par cette dernière remarque, j'ai repris les expériences en éliminant les raisons apparentes d'irrégularité (pression d'alimentation bien

déterminée, tubes soigneusement ajustés, etc.). L'observation conduit alors à la curieuse conclusion suivante :

Pour l'écoulement alterné, *le caractère aléatoire de la pseudopériode avec conditions aux limites macroscopiquement déterminées est l'essentiel du phénomène.*



Il ne s'agit pas de petites variations. Pour un réglage donné, j'ai par exemple observé des durées de changement de sens aussi différentes que 2 s et 2 mn. Par contre, *la distribution statistique* (*la figure* 2 *donne un exemple*) *est bien déterminée par les conditions aux limites.*

C'est donc cette distribution qui doit être étudiée en l'étalant le plus possible, au lieu de se placer, comme les auteurs précédents, dans les conditions où l'on a pratiquement une période unique.

Pour interpréter le phénomène il faut sans doute tenir compte du fait que, microscopiquement, les conditions aux limites ne sont naturellement pas déterminées. Le changement de sens, bien que phénomène apparemment macroscopique, serait donc dû à la structure microscopique turbulente de l'écoulement. De telles observations peuvent être intéressantes pour la théorie moderne de la turbulence.

On peut également régler A et P de façon à obtenir en permanence l'écoulement d'un seul côté, avec appel d'air violent de l'autre côté.

L'expérience donne les mêmes résultats avec de l'air comprimé. J'ai enfin fait fonctionner de façon analogue un appareil comportant quatre tubes d'écoulement au lieu de deux, avec A et P normaux au plan des T. Les phénomènes sont du même type, mais naturellement plus complexes. Par exemple, le régime alterné peut affecter seulement deux tubes ou les quatre tubes successivement.

(1) Z. CARRIÈRE, *J. Phys. Rad.*, juillet 1930, p. 217.
(2) H. BOUASSE, *Tourbillons*, Delagrave, II, 1932.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Détermination théorique des coefficients locaux de frottement et d'échange de chaleur dans un canal cylindrique à section droite quelconque.* Note (*) de M. **PAUL GELIN**, présentée par M. Francis Perrin.

Dans une Note antérieure (1), nous avions exposé une détermination expérimentale des coefficients de frottement locaux à la paroi d'un canal cylindrique à section droite non circulaire dans lequel s'écoule un fluide incompressible en régime turbulent permanent et uniforme.

Désignons par (C) le contour de cette section droite, par M un point de (C), par dl un élément de (C) et par L la longueur totale de (C). En chaque point M s'exerce un effort tangentiel par unité de surface $\tau_0(M)$ et l'on définit l'effort moyen

$$\tau_{om} = \frac{1}{L}\int_0^L \tau_0(M)\, dl.$$

Nous avons comparé la répartition $\tau_0(M)/\tau_{0m}$ calculée en régime laminaire à celle obtenue par la méthode expérimentale en régime turbulent.

Il apparaît que ces deux répartitions sont identiques compte tenu de la précision de la détermination expérimentale.

Nous pensons que ce résultat est indépendant de la forme du contour (C), celui-ci étant assez complexe. Dès lors, la connaissance de τ_{0m} suffit pour calculer $\tau_0(M)$.

ρ étant la masse volumique, q le débit masse, S la section de passage, $V = q/S$ la vitesse moyenne et μ la viscosité dynamique du fluide dans la section droite considérée, le coefficient de frottement

$$f_m = \frac{\tau_{0m}}{\rho\,\dfrac{V^2}{2}}.$$

est égal à celui d'un tube circulaire ayant pour diamètre le diamètre hydraulique $D = 4S/L$ et dans lequel le nombre de Reynolds de l'écoulement est égal à $\rho VD/\mu$. Ce résultat vérifié par plusieurs expérimentateurs est appelé « règle

du diamètre hydraulique »; en ce qui nous concerne, nous l'avons vérifié à 2 % près pour des contours (C) dont les rayons de courbure étaient grands devant les épaisseurs de couche limitée turbulente. Il en résulte que l'on peut calculer en tout point M l'effort $\tau_0(M)$ et le coefficient local

$$f = \frac{\tau_0(M)}{\rho \frac{V^2}{2}}$$

sans faire appel à l'expérience.

Si le contour (C) est partiellement ou totalement chauffant, en un point M de (C) la température a pour valeur $t(M)$ et la quantité de chaleur par unité de surface φ qui est fixée en M sur le fluide peut être liée à la température moyenne θ du fluide par un coefficient local $h(M)$ tel que

$$\varphi = h(t - \theta).$$

On peut également définir un coefficient moyen :

$$h_m = \frac{1}{L} \int_0^L h(M)\, dl.$$

Dans une section droite du cylindre la température n'étant plus homogène, on désigne par ρ la masse volumique du fluide à sa température moyenne dans la section considérée; la viscosité μ et la chaleur spécifique à pression constante C_p sont prises à cette même température, de sorte que l'on peut définir les nombres de Margoulis :

$$\mathfrak{M} = \frac{h}{\rho C_p V} \qquad \text{et} \qquad \mathfrak{M}_m = \frac{h_m}{\rho C_p V}.$$

Nous avons déjà vérifié expérimentalement (¹) que

$$\frac{h}{h_m} = \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}_m} = \frac{f}{f_m} \qquad \text{et} \qquad \mathfrak{M}_m = K \frac{m}{2},$$

où K est une fonction du nombre de Prandtl et du nombre de Reynolds qui, dans le cas de l'air, est sensiblement constante et, pour les nombres de Reynolds compris entre 10^5 et 10^6, vaut environ 1,10. Le rapport f/f_m étant calculable en régime laminaire, il en est de même pour h/h_m. Dès lors, le coefficient local $h(M)$ peut être déterminé sans faire appel à l'expérience et avec les mêmes restrictions que celles indiquées pour la validité de la règle du diamètre hydraulique.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

(¹) *Comptes rendus*, 243, 1957, p. 836.

AÉRODYNAMIQUE. — *Sur le maintien de l'attaque idéale, par volet de bord d'attaque, pour des ailes en flèche effilées.* Note de M. **Maurice Fenain**, présentée par M. Maurice Roy.

En supersonique, la théorie linéaire a permis d'adapter, pour un régime donné, des ailes en flèche effilées par choix de vrillage et cambrure et par détermination de l'angle d'attaque idéale. Afin de maintenir l'attaque idéale quand le nombre de Mach et l'incidence varient, nous proposons une solution faisant appel à un volet de bord d'attaque dont la loi de braquage est connue à l'avance.

1. Considérons, dans un système d'axes $Ox_1x_2x_3$, des ailes sans épaisseur, voisines de Ox_1x_2, symétriques par rapport à Ox_1x_3, se déplaçant suivant les $x_1 < 0$ à un Mach $M > 1$. La demi-aile ($x_2 > 0$), de forme en plan triangulaire, est munie d'un volet de bord d'attaque; la charnière de ce volet, issue de O, le bord d'attaque (subsonique) et le bord de fuite (supersonique) font avec Ox_1 les angles $\gamma^\star$, γ et ω (*fig*).

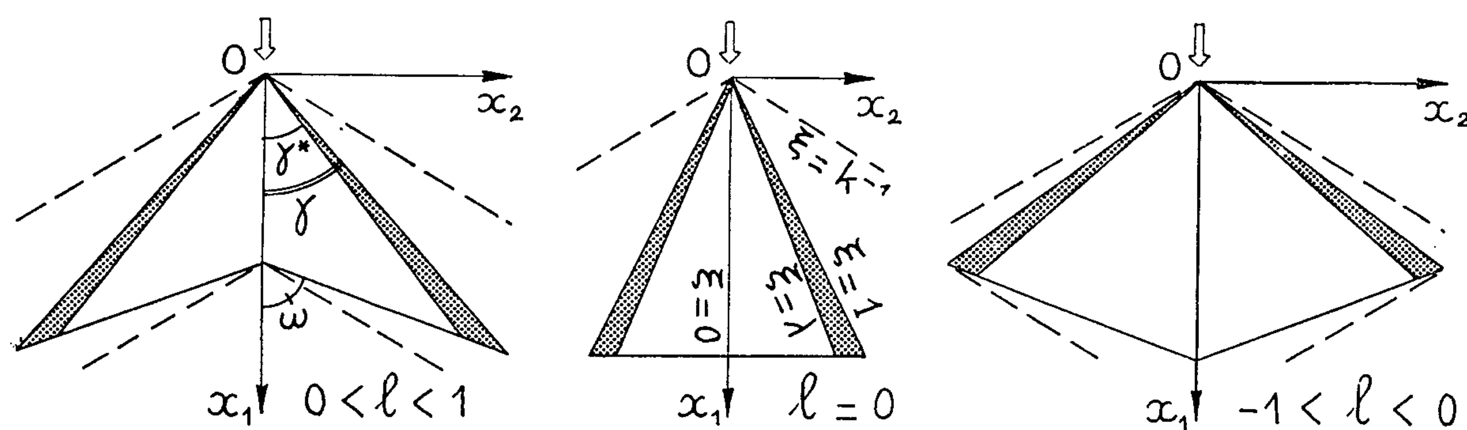
Notons

$$\beta = \sqrt{M^2 - 1}, \qquad \beta \operatorname{tg}\omega = h, \qquad \beta \operatorname{tg}\gamma^\star = k^\star = \lambda k \qquad (\lambda < 1),$$
$$\beta \operatorname{tg}\gamma = \beta\tau = k = hl \qquad (|l| < k < 1, \qquad |h| > 1).$$

On pose

$$x_1 = \beta r (1 + \rho^2)(2\rho)^{-1}, \qquad x_2 = r\cos\theta, \qquad x_3 = r\sin\theta.$$

Si le volet est plan, ainsi que la partie centrale de l'aile, l'écoulement est conique. Les composantes u, v, w du vecteur vitesse de perturbation sont indépendantes de r. Aux demi-droites issues de O on fait correspondre les points du plan ζ tel que $k\zeta = k(\xi + i\eta) = 2\rho e^{i\theta}(1 + \rho^2 e^{2i\theta})^{-1}$. L'obstacle est schématisé par la coupure $(-1, +1)$ et le cône de Mach de sommet O par les coupures $(-\infty, -k^{-1})$, $(k^{-1}, +\infty)$.



Les composantes u, v, w sont les parties réelles de fonctions analytiques U, V, W de ζ, satisfaisant aux relations de compatibilité qui traduisent l'irrotationnalité de l'écoulement.

La composante w est égale, sur l'aile, à la pente en direction de l'écoulement. Dans le plan ζ, les données aux limites sont $w = \alpha_0$ pour $0 < |\xi| < \lambda$, $w = \alpha_1$ pour $\lambda < |\xi| < 1$ et $w = v = u = 0$ pour $|\xi| > k^{-1}$.

A l'attaque idéale, le point $\xi = 1$, image du bord d'attaque, doit être régulier. Ce problème qui se traite plus aisément dans le plan $\sigma = s + it$ tel que $\zeta = sn(\sigma, k)$ admet pour solution, compte tenu du principe de singularité minimum,

$$W = \alpha_0[1 + P'^{-1}P(1\sigma, is^\star, k')], \qquad k' = \sqrt{1-k^2}, \qquad sn(s^\star, k) = \lambda,$$

$P(x, a, k)$ étant l'intégrale elliptique de troisième espèce,

$$P(x, a, k) = cn^2(a, k)\int_0^x \frac{dn^2(u, k)}{sn^2(u, k) - sn^2(a, k)}\,du$$

et P' l'intégrale complète, $P' = P(K', is^\star, k')$.

Alors

$$\frac{U}{\tau} = \frac{-\alpha_0}{2P'cns^\star}\log\left|\frac{cn\sigma + cns^\star}{cn\sigma - cns^\star}\right|.$$

Le saut $\alpha_1 - \alpha_0$ de w en $s = s^\star(\xi = \lambda)$ a la valeur imposée

$$\alpha_1 - \alpha_0 = \frac{-\alpha_0}{P'}\frac{\sqrt{1-k^2\lambda^2}}{\lambda\lambda'}\frac{\pi}{2}, \qquad \lambda' = \sqrt{1-\lambda^2}.$$

2. On note $i = -\alpha_0$ l'incidence de la partie centrale de l'aile et $j = \alpha_1 - \alpha_0$ le braquage du volet par rapport à la partie centrale.

A l'attaque idéale, garantie par l'intensité de braquage

$$j = \frac{i}{P'}\frac{\sqrt{1-k^2\lambda^2}}{\lambda\lambda'}\frac{\pi}{2}.$$

le coefficient de pression qui s'annule au bord d'attaque est

$$C_p = -2u = \frac{-i}{P'\lambda'}\log\left|\frac{\sqrt{1-\xi^2}+\lambda'}{\sqrt{1-\xi^2}-\lambda'}\right|, \qquad \xi = \frac{x_2}{x_1\tau}.$$

Les efforts globaux, pour les ailes effilées considérées, sont

$$C_z = \frac{4i\tau}{P'}\frac{(1-l)}{l(1-l^2\lambda^2)}[J(0, l) + l^2\lambda^2 A],$$

$$C_x = iC_z\left[1 - \frac{\pi}{2P'}\frac{\sqrt{1-k^2\lambda^2}}{\lambda\lambda'^2}\frac{\{\lambda' J(\lambda, l) + l\lambda\log\lambda\}}{\{J(0, l) + l^2\lambda^2 A\}}\right],$$

avec

$$J(\lambda, l) = \frac{l}{\sqrt{1-l^2}}\operatorname{Arc\,cos}\left(\frac{\lambda - l}{1 - l\lambda}\right), \qquad A = \frac{1}{\lambda'}\operatorname{arg\,ch}\frac{1}{\lambda}.$$

Quand $\lambda \to 1 (P' \to E')$, le volet tend à disparaître et le C_x tend vers $iC_z - i^2\pi k'\tau[(1-l)E'^2]^{-1}$. On retrouve ainsi, pour la plaque plane, le terme de succion dû à la singularité de bord d'attaque ($C_p \to \infty$).

Quand $k = 1$ (bord d'attaque sonique), $P' = \pi(2\lambda)^{-1}$ et $j = i$. Le volet est parallèle à l'écoulement non perturbé. Ce résultat, que l'on pouvait prévoir, demeure si $k > 1$.

3. Les applications numériques ont montré l'intérêt des volets correspondant à $\lambda \geq 0,9$, tant que les braquages ne sont pas prohibitifs toutefois.

L'avantage de la solution que nous proposons ici est de permettre une adaptation quels que soient M et i. L'asservissement du volet est une fonction, connue à l'avance, de ces paramètres, l et λ étant fixés.

Cette solution peut être ajoutée à toute autre solution, en particulier à celle qui conduit, pour un régime donné, à une adaptation par vrillage et cambrure ([1]) avec en outre, angle d'attaque idéale ($C_p = 0$ pour $\xi = 1$). Dans ce cas, au régime d'adaptation, le volet n'est pas à braquer mais il permet de revenir à l'attaque idéale à chaque variation de l'incidence. La correction des variations de Mach est en théorie très facile par addition de solutions homogènes élémentaires du type de celle qui fait l'objet de cette Note, mais elle conduirait, dans la pratique, à un volet de bord d'attaque déformable, le braquage devant varier en envergure. Éventuellement, cette compensation pourrait être faite en moyenne, à l'aide de volets tronçonnés.

La solution proposée fait disparaître la singularité de C_p en $(1 - \xi^2)^{-1/2}$ au bord d'attaque mais introduit une singularité en $\log|\xi - \lambda|$ à la charnière. Toutefois cette dernière singularité est beaucoup moins sévère et se trouve atténuée par l'habillage de la surface moyenne, seule considérée ici.

4. On obtient aisément, par combinaison linéaire de la solution donnée en 1 et de celle correspondant à la plaque plane ($\lambda = 1$) de même ouverture, une solution conique élémentaire satisfaisant aux conditions aux limites : $w = \alpha = \text{Cte}$ pour $|\xi| < \lambda$ et $w = 0$ pour $\lambda < |\xi| < 1$.

Une composition intégrale, au sens de Stieltjes, de solutions de ce type où λ est considérée comme la variable permet de résoudre les problèmes coniques portants non élémentaires

([1]) M. FENAIN et D. VALLÉE, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1138.

RADIOASTRONOMIE. — *Les émissions de type IV et l'origine des rayons cosmiques associés aux éruptions chromosphériques.* Note de MM. **ANDRÉ BOISCHOT** et **JEAN-FRANÇOIS DENISSE**, présentée par M. André Danjon.

On montre que le rayonnement synchrotron d'électrons relativistes rend compte des propriétés des sursauts de type IV qui accompagnent certaines éruptions chromosphériques et l'on discute des relations qui existent entre ce type de sursaut et les émissions de rayons cosmiques par le Soleil.

Un phènomène nouveau associé aux éruptions chromosphériques a été récemment identifié par son rayonnement hertzien et décrit dans une Note précédente ([1]). Observé sur longueurs d'onde métriques, il se présente comme un immense nuage de brillance exceptionnelle qui apparaît, à quelques rayons

solaires d'altitude, plusieurs dizaines de minutes après l'éruption optique et persiste pendant plusieurs heures.

L'objet de cette Note est de montrer qu'on peut considérer cette formation comme une *concentration d'électrons d'énergies relativistes* formée à la suite de l'éruption dans des circonstances analogues à celles qui produisent parfois des rayons cosmiques observables au voisinage de la Terre.

Cette interprétation repose à la fois sur la nature du rayonnement émis et sur les circonstances de son apparition.

1. Dans le domaine hertzien où nous l'avons mesurée, la brillance de ce nuage peut atteindre 1000 fois celle du Soleil calme; aussi ne s'agit-il certainement pas d'un rayonnement d'origine thermique (transitions free-free par exemple) mais d'une émission produite par un processus beaucoup plus efficace; oscillations de plasma ([2]), ([3]), ou rayonnement synchrotron ([4]), ([5]).

Les autres propriétés de ce rayonnement montrent que les oscillations de plasma ne sont sans doute pas en cause; en effet, l'émission est d'une grande stabilité, elle persiste plusieurs heures après qu'ait cessé toute manifestation de l'activité optique et s'étend sur un spectre continu qui couvre au moins une octave ([7]); or on doit s'attendre à voir les oscillations de plasma produire un rayonnement de faible largeur de bande, qui cesse en même temps que la perturbation excitatrice (à quelques secondes près), donc relativement instable et irrégulier. Enfin, à l'altitude où sont observés les types IV sur 169 MHz (plusieurs rayons solaires), les oscillations de plasma correspondent très vraisemblablement à des fréquences beaucoup plus basses.

Au contraire, la production du continuum par le rayonnement synchrotron d'électrons relativistes, qui est un processus microscopique, explique bien la stabilité de cette émission.

De plus la puissance, $P = 6.10^{-27} H^2$ (gauss) E^2(eV), rayonnée par des électrons d'énergie E, est distribuée au voisinage de la fréquence $f = 1,6.10^{-5} HE^2$ (sur une bande dont la largeur est de l'ordre de f) qui dépend du champ magnétique H qui règne dans le milieu émissif et de l'énergie E des électrons dont les valeurs couvrent vraisemblablement un spectre assez large. Pour produire les densités de flux observées $F \sim 10^{-19}$ W/m²/Hz au voisinage de la fréquence $f = 150$ MHz, il suffit par exemple de $N = 4.10^{32}$ électrons d'énergie moyenne $E = 3$ MeV dans un champ magnétique $H = 1$ gauss.

La durée de vie du sursaut de type IV est de plusieurs heures et l'on peut voir facilement que les pertes d'énergie par rayonnement des électrons sont trop faibles pour expliquer un tel amortissement. Il est plus probable que la disparition des électrons, maintenus au voisinage du Soleil par le champ magnétique H lui-même, a lieu par collisions. Un électron de 3 MeV a une section de choc de 50.10^{-24} cm²; pour une densité moyenne de $N = 2.10^8$ particules/cm³, on obtient un libre parcours moyen $\lambda = 1/(N\sigma) = 10^{15}$ cm, soit

une durée de vie, $\tau = \lambda/c = 3.10^4$ s, de l'ordre de plusieurs heures, comparable à celle du sursaut.

Les circonstances d'apparition des sursauts de type IV sont évidemment à rapprocher des augmentations exceptionnelles du rayonnement cosmique qui ont suivi certaines éruptions intenses, car il est probable que les nucléons sont accélérés en même temps que les électrons, ceux-ci pouvant d'ailleurs n'être que des produits de désintégration de ceux-là.

Il est intéressant de noter que les trois éruptions les plus importantes des 25 juillet 1946, 19 novembre 1949 et 23 février 1956 qui ont été suivies d'une augmentation du rayonnement cosmique ont été très vraisemblablement accompagnées aussi d'un sursaut de type IV, bien que les moyens d'observation nécessaires n'aient pu être utilisés pour identifier cette émission avec certitude.

D'après les estimations de Parker ([8]), l'éruption de 1956 aurait produit 10^{33} nucléons d'énergie égale à quelques BeV; en comparant ce chiffre à ceux que nous avons calculés plus haut, on voit qu'il suffit d'un nombre d'électrons comparable à celui des nucléons avec une énergie 1 000 fois plus faible pour rendre compte de l'émission de type IV : ces valeurs, comme celle du champ magnétique ($H = 1$ gauss) sont tout à fait acceptables.

Il est important de remarquer que le maximum du type IV, comme le maximum du rayonnement cosmique se produit assez longtemps après le début de l'éruption; pour les trois cas observés, les retards présentés par ces deux maxima varient d'ailleurs de la même manière.

Le délai qui existe entre l'éruption optique et le sursaut de type IV se prête à une interprétation intéressante. On a observé que le centre de l'émission hertzienne, avant de se stabiliser, est parfois animé de mouvements ascendants qui correspondent à des vitesses de l'ordre de plusieurs centaines de kilomètres à la seconde, et le délai observé, de l'ordre d'une vingtaine de minutes en moyenne, représente précisément le temps que met une perturbation issue de l'éruption et animée de cette même vitesse pour atteindre l'altitude du type IV (de l'ordre du rayon solaire). Ainsi on peut considérer que le nuage d'électrons relativistes est provoqué par une perturbation issue de l'éruption qui s'élève dans l'atmosphère solaire à la vitesse de plusieurs centaines de kilomètres par seconde; cette perturbation est probablement la cause des sursauts de type II.

Les considérations qui viennent d'être exposées indiquent que les émissions de type IV permettent probablement de « voir » à l'œuvre le processus d'accélération des rayons cosmiques au voisinage du Soleil.

Ce point de vue entraîne deux conclusions : il suggère d'abord que les rayons cosmiques sont accélérés non pas au voisinage de la chromosphère ([8]), mais dans la couronne à une altitude voisine de celle que nous avons mesurée pour les types IV, et ceci apporte une explication simple au retard qui est observé lors de la production des rayons cosmiques par les éruptions; il indique de

plus qu'un nombre assez grand d'éruptions parmi les plus intenses (une centaine peut-être par an en période de maximum d'activité solaire) seraient productrices de rayons cosmiques, qui, pour diverses raisons, ne sont pas en général observés au voisinage de la Terre.

Il est raisonnable de penser que des nuages d'électrons relativistes analogues, mais beaucoup plus puissants, se produisent aussi dans les étoiles instables, l'existence de particules plus énergiques ou de champs magnétiques plus forts déplaçant éventuellement le maximum de l'émission dans le domaine optique.

On pourrait en particulier assimiler à des formations de ce genre les sources des émissions à spectre continu observées dans ces étoiles et peut-être aussi les rides polarisées observées dans la masse amorphe de la nébuleuse du Crabe.

(1) A. Boischot, *Comptes rendus*, 244, 1957, p 1326.
(2) I. S. Shklovsky, *Astr. J. U. R. S. S.*, 23, 1946, p. 333.
(3) D. F. Martyn, *Nature*, 159, 1947, p. 26.
(4) H. Alfven et N. Herlofson, *Phy. Rev.*, 78, 1950, p. 616.
(5) Le rayonnement Cerenkov ne peut se produire dans l'atmosphère solaire qu'en des régions d'où il ne peut s'échapper (6).
(6) L. Marshall, *Ap. J.*, 124, 1957, p. 469 et 604.
(7) Nous devons à MM. A. Maxwell et F. T. Haddock des données spectrales non publiées sur ce type d'émission.
(8) E. N. Parker, *Phys. Rev.*, 107, 1957, p. 830.

RELATIVITÉ. — *La Relativité restreinte et l'éther*. Note de M. **André Metz**, présentée par M. Louis de Broglie.

Les difficultés que présente la théorie de la Relativité restreinte, surtout pour les esprits habitués à l'ancienne Mécanique, ont amené depuis longtemps des physiciens à proposer des théories différentes, qui n'obligeraient pas à des modifications des conceptions classiques du temps et de l'espace.

Ces tentatives n'ont pas cessé, et M. Datzeff a présenté dernièrement une théorie de l'éther (1), d'après laquelle celui-ci pourrait posséder, dans des domaines limités, un mouvement d'entraînement par des masses importantes (telles que la Terre) mouvement qui expliquerait facilement le résultat négatif de l'expérience de Michelson.

Il n'en est pas de même pour le phénomène de l'aberration : en effet, M. Datzeff dit qu'en passant d'un « domaine » K à un autre K′ — ce qui est le cas de la lumière venant des étoiles et arrivant à un observatoire terrestre — toute onde plane venant de K conserve sa direction par rapport à K (2), mais ailleurs il affirme qu'elle « change sa vitesse absolue et sa direction relative » (3). Dans ces conditions l'aberration, telle qu'elle est notée avec une grande précision par tous les observatoires astronomiques,

ne peut être en accord avec cette théorie, car dans l'hypothèse de l'éther elle n'est compatible qu'avec un *éther rigoureusement non entraîné*, comme il a été démontré dans une étude antérieure (4).

En ce qui concerne le comportement des ondes dans les milieux réfringents (formule de Fresnel et expérience de Fizeau) on l'expliquait dans la théorie classique par un « entraînement partiel » de l'éther, *fonction de l'indice de réfraction*, ce qui présentait certaines difficultés en raison de la variation de cet indice avec la longueur d'onde. M. Datzeff interprète les mêmes formules par une augmentation de la « densité de l'éther » dans les corps réfringents, densité qui serait en raison inverse de la vitesse de la lumière. La variation de celle-ci avec la longueur d'onde rend cette hypothèse auxiliaire tout à fait invraisemblable.

D'ailleurs, si les expériences destinées à révéler le mouvement de *translation* de la Terre ont toutes échoué, ce qui semble en faveur de l'entraînement de l'éther, celles qui ont été instituées pour mettre en évidence des mouvements de *rotation* ont au contraire donné des résultats positifs : ainsi les expériences sur des disques en rotation (Harress, Sagnac, Dufour et Prunier) (5). Ces disques et leurs accessoires seraient peut-être considérés dans la théorie de M. Datzeff comme n'ayant pas une masse suffisante pour entraîner l'éther. Mais cette échappatoire ne peut convenir pour l'expérience de Michelson et Gale (6) qui a mis en évidence de façon précise, au moyen d'un dispositif interférentiel, le *mouvement de rotation de la Terre.*

Remarquons que tous les faits précités sont interprétés par la théorie de la Relativité directement et sans aucune hypothèse auxiliaire.

Enfin la théorie de M. Datzeff ne rend nullement compte des résultats des nombreuses expériences qui ont, depuis un demi-siècle, vérifié les formules de la Relativité pour les particules douées de mouvements très rapides. On peut citer parmi les plus célèbres, celles de Guye et Lavanchy (1913) sur l'inertie des corpuscules cathodiques et celles d'Ives et Stilwell sur l'effet Doppler transversal (7). Les expériences de cet ordre se multiplient dans les laboratoires du monde entier. Elles ne sont généralement pas faites pour des études ou des discussions au sujet de la Relativité, mais elles vérifient toujours les formules de cette théorie, qui prend ainsi figure de discipline classique.

(1) *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 827 et 891.

(2) *Ibid.*, p. 828.

(3) *Ibid.*, p. 892.

(4) A. Metz, *Comptes rendus*, **180**, 1925, p. 495.

(5) *Cf.* A. Metz, *Comptes rendus*, **232**, 1951, p. 1185 et 1340; **234**, 1952, p. 185-597 et 705 et *J. Phys. Rad.*, **13**, 1952, p. 224-238.

(6) A. Metz, *Revue générale des Sciences*, 1925, p. 385.

(7) *Cf.* Lennuier, *Vérifications expérimentales récentes de la théorie de la Relativité restreinte* (*Revue scientifique*, Paris, 1947, p. 741).

RELATIVITÉ. — *Sur l'effet gravitationnel de spin.*

Note de M. **Olivier Costa de Beauregard**, présentée par M. Louis de Broglie.

Plusieurs auteurs (1), (2), (3), (4) ont indépendamment montré que l'hypothèse d'une densité de moment cinétique propre ou *spin* implique une asymétrie du tenseur inertique suivant la relation ($i, j, k, l = 1, 2, 3, 4$).

(1) $$T^{ji} - T^{ij} = \sigma^{[ij]k}{}_{,k}.$$

Dans un schéma « matière pure » ce tenseur aura la forme

(2) $$T^{ij} = \rho U^i V^j,$$

où l'on pose, par définition indirecte de la densité massique ρ et du signe de σ (et avec des unités telles que $c = 1$)

(3) $$V^i V_i = U^i V_i = -1;$$

il est commode d'introduire encore le vecteur

(4) $$W^i = U^i - V^i, \qquad W^i V_i = 0;$$

V^i est essentiellement du genre temps et W^i du genre espace.

Alternative « A ». — Nous laissons provisoirement ouverte l'alternative d'interprétation de U^i et de V^i comme vitesse cinématique et comme direction de l'impulsion.

Il a été suggéré (1), (3), (4) que la relation (1) implique un « effet gravitationnel de spin » originellement traduit par une asymétrie au moins du tenseur métrique g^{ij} ou du tenseur de courbure R^{ij}; dans cette perspective, l'usage d'une géométrie à connexion affine représenterait donc non pas une théorie unitaire de la gravitation et de l'électromagnétisme, mais une théorie de la gravitation incluant les effets de spin.

Si le tenseur d'Einstein généralisé E^{ij} n'est pas symétrique, il est impossible « d'engrener dans le champ » une masse d'épreuve dénuée d'impulsion transversale. Autrement dit, un corpuscule qui, de soi et dans une métrique symétrique, serait sans spin, acquiert, du seul fait d'être plongé dans un champ E^{ij} asymétrique, une « impulsion oblique induite », et donc aussi un « spin induit »; cette situation transpose analogiquement celle de la charge ponctuelle plongée dans un potentiel électromagnétique.

Considérant essentiellement les particules d'épreuve dénuées de « self-spin », nous exigerons évidemment de notre théorie asymétrique de conduire, comme la théorie symétrique classique, à une loi du mouvement qui soit purement cinématique. Autrement dit, la seule donnée de la vitesse devra entraîner, dans un champ E^{ij} spécifié, celle de la direction de l'impulsion, et *vice versa*. Comme il est évidemment indiqué pour cela de recourir au tenseur métrique

asymétrique g^{ij}, nous aboutissons à la conception que voici. Le tenseur de courbure R^{ij} sera asymétrique. Pour le reste, nous aurons le choix entre *deux descriptions équivalentes : l'une avec un g^{ij} asymétrique et un T^{ij} symétrique* [c'est la description de D. W. Sciama], *l'autre avec un g^{ij} symétrique et un T^{ij} asymétrique.*

Posons, d'une façon générale,

$$A^{ij} = A^{(ij)} + A^{[ij]} = \frac{1}{2}(A^{ij} + A^{ji}) + \frac{1}{2}(A^{ij} - A^{ji}), \tag{5}$$

ainsi que

$$R = g^{ij} R_{ij}, \qquad \overline{R} = g^{(ij)} R_{(ij)}, \qquad \hat{R} = g^{[ij]} R_{[ij]}. \tag{6}$$

Les deux formes de l'équation d'Einstein généralisée. — D. W. Sciama ([4]) a montré que, R^{ij} désignant le tenseur asymétrique de Ricci, complété par un certain terme additif (nécessairement antisymétrique), l'équation d'Einstein généralisée s'écrit

$$R^{ij} - \frac{R}{2} g^{ij} = \chi T^{ij} \tag{7}$$

et par conséquent, dans le cas qui nous intéresse,

$$R^{ij} - \frac{R}{2} g^{ij} = \chi T^{(ij)}. \tag{8}$$

Nous avons postulé qu'une forme équivalente à (8) est

$$R^{ij} - \frac{\overline{R}}{2} g^{(ij)} = \chi T^{ij}; \tag{9}$$

en contractant [et tenant compte de (2) et (3)] nous trouvons la *condition fondamentale* de notre théorie

$$\hat{R} \equiv g^{[ij]} R_{[ij]} = 0 \qquad ou \qquad \overline{R} = R = \chi\rho\,; \tag{10}$$

il est effectivement possible, grâce à l'arbitraire de la connexion conservant le parallélisme et les géodésiques, de satisfaire à (10).

Équation du type Einstein pour le champ de spin. — De (8), (9), (10) et (1), on déduit

$$R^{[ij]} = -\frac{\chi}{2}\sigma^{[ij k]}{}_{,k} \qquad ou \qquad -\frac{1}{2} R g^{[ij]} = \frac{\chi}{2}\sigma^{[ij]k}{}_{,k}. \tag{11}$$

Spin et torsion. — Le tenseur $R^{[ij]}$ de Sciama ([4]) peut être mis sous la forme

$$R^{[ij]} = S^{[ij]k}{}_{,k} + P^{[ij]}, \tag{12}$$

où $S^{[ij]k}$ désigne le tenseur de torsion. De (11) et (12) on conclut

$$\left(S^{[ij]k} + \frac{\chi}{2}\sigma^{[ij]k}\right)_{,k} + P^{[ij]} = 0. \tag{13}$$

Trajectoires des masses d'épreuve. — De (11_2), (1), (2), (3), (4) et (10_2), on conclut

(14) $$W^i = g^{[ij]} V_j, \qquad U^i = g^{ij} V_j;$$

Comme on l'attendait, U^i est la composante contrevariante de V_i dans la métrique asymétrique g^{ij}.

On postule évidemment [et Sciama ([4]) démontre] que *les trajectoires matérielles sont des géodésiques (du genre temps) de la métrique asymétrique* g^{ij}. Il revient au même de dire que les trajectoires V_i sont des géodésiques (du genre temps) de la métrique symétrique $g^{(ij)}$. Remarquons aussi que, si V_i est du genre temps, U_i sera *ipso facto* du genre temps dans la métrique symétrique $g^{(ij)}$.

Attribution 1 : V_i est la vitesse cinématique et U_i la direction de l'impulsion : alors, il n'y a pas d'effet gravitationnel de spin.

Attribution 2 : U_i est la vitesse et V_i la direction de l'impulsion : alors, il y a un effet gravitationnel de spin, et la situation transpose analogiquement celle de l'électromagnétisme, où ce sont les trajectoires de l'impulsion totale, et non les trajectoires cinématiques, qui sont soumises à un principe d'extremum ([5]).

Pour ces deux raisons, nous pensons que l'attribution 2 est physiquement la bonne.

([1]) O. Costa de Beauregard, *Comptes rendus*, 214, 1942, p. 904; *J. Math. pures et appl.*, 22, 1943, p. 118-136; *La théorie de la Relativité restreinte*, Paris, 1949, p. 112-125.
([2]) J. Weyssenhof, *Acta Phys. Pol.*, 9, 1947, p. 7-45.
([3]) A. Papapetrou, *Phil. Mag.*, 40, 1949, p. 937.
([4]) D. W. Sciama (sous presse).
([5]) *Voir* par exemple O. Costa de Beauregard, *loc. cit.* ([1]), p. 151-156.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur la relation portée-profondeur dans le problème du deutéron.* Note (*) de MM. **Philippe Pluvinage** et **Joseph Proriol**, présentée par M. Louis de Broglie.

L'équation de Schrödinger du deutéron s'écrit, dans le cas d'un potentiel scalaire,

(1) $$\frac{d^2 R}{d\rho^2} + [-\eta^2 + \lambda f(\rho)] R = 0, \qquad \int_{\rho_0}^{\infty} R^2 \, d\rho < \infty, \qquad R(\rho_0) = 0.$$

ρ désigne la distance proton-neutron évaluée en prenant pour unité la portée α des forces nucléaires; η est un paramètre dépendant de α, de la masse M d'un nucléon et de l'énergie de liaison B imposée par l'expérience; λ dépend de α, de M et de la profondeur V_0 du puits de potentiel

$$\eta = \hbar^{-1} \alpha \sqrt{MB}, \qquad \lambda = \hbar^{-2} M V_0 \alpha^2.$$

De la fonction potentielle $f(\rho)$, on suppose seulement qu'elle se comporte comme $\exp(-\rho)$ à l'infini. Ce peut être une exponentielle simple, ou une fonction de Yukawa, ou une fonction à cœur dur. Dans ce dernier cas, le rayon r_0 du cœur dur, ou plutôt la valeur ρ_0 correspondante s'introduit comme troisième paramètre.

L. Hulthén et K. V. Laurikainen [1] partent de l'énoncé intégral équivalent à (1)

$$\delta(J-\lambda N)=0, \tag{2}$$

$$J=\frac{1}{2}\int_0^\infty\left[\left(\frac{dR}{d\rho}\right)^2+\eta^2R^2\right]d\rho, \qquad N=\frac{1}{2}\int_0^\infty f(\rho)R^2\,d\rho. \tag{3}$$

Ils cherchent R sous forme d'un développement en série d'exponentielles

$$R(\rho)=(1-e^{-\rho})e^{-\eta\rho}\sum_{\nu=0}^{\infty}h_\nu e^{-\nu\rho}. \tag{4}$$

La substitution dans (2) d'un développement limité à $n+1$ termes donne un système d'équations linéaires et homogènes

$$\frac{\partial}{\partial h_\nu}(J-\lambda N)=0 \qquad (\nu=0,1,2,\ldots,n). \tag{5}$$

Désignons par $\mathcal{J}$ et $\mathcal{N}$ les matrices associées aux formes quadratiques J et N, et par $\vec{h}$ le vecteur de composantes h_ν. On peut écrire le système (5) sous la forme

$$(\mathcal{J}-\lambda\mathcal{N})\vec{h}=0. \tag{6}$$

Ni $\mathcal{J}$, ni $\mathcal{N}$ ne sont des matrices diagonales; aucun de leurs éléments n'est nul. Cela est dû au fait que la suite $\exp(-\nu\rho)$ n'est pas formée de fonctions orthogonales.

Nous allons montrer que le système (6) peut être ramené à la forme simple

$$(\varepsilon I-\mathcal{N}')\vec{h}=0, \qquad \varepsilon=\lambda^{-1}, \tag{7}$$

I désignant la matrice unité. La relation portée-profondeur, ou, ce qui revient au même, la relation entre λ et η, devient alors l'équation aux valeurs propres d'une matrice $\mathcal{N}'$.

Envisageons le cas plus général du potentiel à cœur dur. Faisons le changement de variable

$$1-z=2e^{-(\rho-\rho_0)}, \qquad -1\leqq z\leqq 1, \tag{8}$$

$$J=\frac{1}{2}\int_{-1}^{+1}\left[(1-z^2)\left(\frac{dR}{dz}\right)^2+\eta^2R^2\right]\frac{dz}{1-z}. \tag{9}$$

Nous réduisons J à une somme de carrés h_ν^2 en posant

$$R=(1+z)(1-z)^\eta\sum h_\nu\Lambda_\nu J_\nu^{2\eta,1}(z). \tag{10}$$

$J_\nu^{2\eta,1}(z)$ désigne le polynome de Jacobi de degré ν et de fonction de poids $(1-z)^{2\eta}(1+z)$ et A_ν un facteur de normation tel que

$$(11)\qquad A_\nu^2 \int_{-1}^{+1} [\nu(\nu+2\eta+2)+2\eta+1](1-z)^{2\eta}(1+z)(J_\nu^{2\eta,1})^2\,dz = 1.$$

Pour démontrer la propriété annoncée, substituons (10) dans (9) et transformons

$$J = \frac{1}{2}\int_{-1}^{+1}(1-z)^{2\eta}(1+z)\left[(1-z^2)\left(\sum h_\nu A_\nu \frac{d}{dz}J_\nu^{2\eta,1}\right)^2 + (2\eta+1)\left(\sum h_\nu A_\nu J_\nu^{2\eta,1}\right)^2\right]dz.$$

Les propriétés des polynomes de Jacobi permettent de faire disparaître les dérivées et de mettre J sous la forme

$$J = \frac{1}{2}\sum h_\nu^2 A_\nu^2 \int_{-1}^{+1}[\nu(\nu+2\eta+2)+2\eta+1](1-z)^{2\eta}(1+z)(J_\nu^{2\eta,1})^2\,dz.$$

En imposant la condition (11) nous obtenons bien pour J la matrice unité. Les éléments de la matrice $\mathfrak{N}^t$ sont

$$\mathfrak{N}'_{\mu,\nu} = A_\mu A_\nu \int_{-1}^{+1}(1-z)^{2\eta-1}(1+z)^2 g(z)\, J_\mu^{2\eta,1} J_\nu^{2\eta,1}\,dz,$$

où $g(z)$ est la fonction $f(\rho)$ après le changement de variable (8).

(*) Séance du 4 décembre 1957.
(1) *Rev. Mod. Phys.*, 23, 1951, p. 1.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur certaines propriétés des solutions de l'équation de Chew et Low*. Note (*) de MM. **Marcel Froissart** (1) et **Roland Omnès** (2), présentée par M. Louis de Broglie.

On étudie les propriétés analytiques des solutions de l'équation de Chew et Low dans le cas statique de mésons pseudoscalaires symétriques. En particulier la surface de Riemann de ces fonctions est déterminée complètement et l'on montre qu'elle comporte un nombre infini de feuillets.

On n'a pu jusqu'ici déterminer le nombre de solutions de l'équation de Chew et Low dans le cas physiquement intéressant des mésons pseudoscalaires symétriques (3). Castillejo, Dalitz et Dyson (4) ont cependant établi que les équations analogues relatives au cas des mésons scalaires chargés ou neutres admettent une infinité de solutions. Comme conséquence banale de leur étude, on peut montrer que la surface de Riemann de ces fonctions, considérées comme fonctions de variable complexe, est un ensemble de deux feuillets et que, dans le cas où la fonction de coupure est algébrique (par exemple, est la transformée

de Fourier d'une fonction de Yukawa), certaines de ces solutions sont algébriques. Nous nous proposons de montrer ici que les solutions du cas pseudoscalaire symétrique ont un comportement analytique beaucoup plus complexe et, en particulier, que leur surface de Riemann comporte un nombre infini de feuillets et qu'elles ne peuvent donc jamais être des fonctions algébriques.

Les équations qui nous intéressent ici s'écrivent

$$h_\alpha(z) = \frac{\lambda_\alpha}{z} + \frac{1}{\pi}\int_1^\infty d\omega_p\, p^3 v^2(p) \left\{ \frac{|h_\alpha(\omega_p)|^2}{\omega_p - z} + \sum_\beta A_{\alpha\beta} \frac{|h_\beta(\omega_p)|^2}{\omega_p + z} \right\}. \tag{1}$$

où les $h_\alpha(z)$ ($\alpha = 1, 2, 3$) sont des fonctions de la variable complexe z, $\omega_p = \sqrt{p_2 + 1}$, $v(p)$ est un certain facteur de forme que nous pouvons considérer comme analytique sans diminuer la généralité du résultat. Les λ_α et la matrice $A_{\alpha\beta}$ sont donnés dans la référence ([3]) et vérifient les importantes propriétés suivantes :

$$\sum_\beta A_{\alpha\beta}\lambda_\beta = -\lambda_\alpha, \tag{2}$$

$$\sum_\beta A_{\alpha\beta} = 1, \tag{3}$$

$$A^2 = 1. \tag{4}$$

On démontre ([3]) que les $h_\alpha(z)$ sont des fonctions holomorphes dans le plan coupé selon les lignes (A) (axe réel de 1 à $+\infty$) et (B) (axe réel de $-\infty$ à -1), ont un pôle à l'origine et tendent vers zéro comme $1/z$ quand z tend vers l'infini hors de l'axe réel. De plus

$$h_\alpha(-z) = \sum_\beta A_{\alpha\beta}\, h_\beta(z), \tag{5}$$

$$h_\alpha(\bar{z}) = \bar{h}_\alpha(z), \tag{6}$$

enfin

$$\lim_{\varepsilon \to 0} h_\alpha(\omega_p + i\varepsilon) = \frac{e^{i\delta_\alpha(p)} \sin\delta_\alpha(p)}{p^3 v^2(p)}, \tag{7}$$

les $\delta_\alpha(p)$ étant des quantités réelles, ε désignant une quantité arbitrairement petite positive.

La différence essentielle entre ce cas et ceux qui ont pu être traités complètement est due aux conditions de « croisement » (5). Pour déterminer la surface de Riemann Σ des fonctions $h_\alpha(z)$ nous introduirons les trois opérations suivantes définies sur un ensemble de trois quantités complexes x_α :

— conjugaison complexe : $K(x_\alpha) = \bar{x}_\alpha$;

— inversion : $I(x_\alpha) = x_\alpha^{-1}$;

— opération linéaire A : $A(x_\alpha) = \sum_\beta A_{\alpha\beta} x_\beta$.

Définissant de plus les trois fonctions

(8) $$S_\alpha(z) = 1 + 2iq^3 \varphi^2(q) h_\alpha(z),$$

où

$$q = \sqrt{z^2 - 1} \qquad \text{(positif pour } z = \omega + i\varepsilon),$$

on montre aisément que, d'après le principe de Schwartz, et les conditions (5), (6) et (7), les S_α se prolongent à travers (A) par

$$S_1(\bar{z}) = \text{IKS}(z)$$

et à travers (B) par

$$S_{-1}(\bar{z}) = \text{AIAKS}(z).$$

Par récurrence on montre que tous les feuillets de Σ admettent les deux coupures (A) et (B) qui font chacune communiquer les deux lèvres de deux mêmes feuillets. Enfin, le passage du feuillet d'ordre p aux feuillets d'ordre $p+2$ et $p-2$ est défini par

(9) $$S_{p+2} = (\text{IA})^2 S_p; \qquad S_{p-2} = (\text{AI})^2 S_p.$$

On peut montrer maintenant que cette opération de prolongement ne redonne jamais la détermination initiale. En effet :

a. L'opération $T_n = (\text{AI})^{2n}$ n'est jamais l'identité, car elle conserve le point (1, 1, 1) au voisinage duquel elle prend la forme

$$T_n x_\alpha = x_\alpha + n \sum_{\beta\gamma} C^\alpha_{\beta\gamma}(x_\beta - 1)(x_\gamma - 1) + O(x-1)^3,$$

les matrices C^α étant différentes de zéro.

b. L'opération T_n agissant dans l'espace à six dimensions des trois quantités complexes S ne conserve pas point par point une variété (V) à quatre dimensions englobant la variété S à deux dimensions solution de (1). En effet, la transformation T_n étant homogène, (V) serait définie par une équation homogène de degré n, soit

(10) $$\sum_{n_1+n_2+n_3=n} A_{n_1 n_2 n_3} S_1^{n_1} S_2^{n_2} S_3^{n_3} = 0$$

sur la coupure (A), $S_\alpha = e^{2i\delta_\alpha}$ et, posant $\beta_1 = 2(\delta_1 - \delta_3)$, $\beta_2 = 2(\delta_2 - \delta_3)$, (10) définit $z_1 = e^{i\beta_1}$ en fonction de $z_2 = e^{i\beta_2}$,

(11) $$z_1 = f(z_2).$$

Cette dernière transformation est une application continue et dérivable qui fait correspondre deux portions non réduites à un point du cercle unité (le cas où β_1 et β_2 sont fixés étant banal). On montre alors, par dérivation, que $f(z) = z\,(d/dz) f(z)$ et que $f(z)$ est donc une fonction homogène de degré 1, soit

$$S_1(z) = e^{i\varphi} S_2(z),$$

φ constant, ce qui est incompatible avec les valeurs des fonctions à l'origine.

c. Enfin, le cas où T_n conserverait une variété à deux dimensions englobant S correspondrait à deux équations du type (10) et la même démonstration s'applique.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

(1) École Nationale Supérieure des Mines, Paris, détaché au C. E. R. N., Genève

(2) C. E. R. N., Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire.

(3) *Phys. Rev.*, **101**, 1956, p. 1570.

(4) *Phys. Rev.*, **101**, 1956, p. 453.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur les retournements de l'espace, du temps et de l'Univers dans la théorie des spineurs de Dirac*. II. *Représentations normales particulières. Les six représentations fondamentales.* Note de Mme **Judith Winogradzki**, présentée par M. Louis de Broglie.

Étude de représentations spinorielles normales particulières, définies à partir de la loi de transformation des semi-spineurs pour les retournements de l'espace, du temps et de l'Univers.

Dans une Note précédente (1), nous avons introduit la notion de représentation spinorielle « normale ». Dans cette Note, nous étudions des représentations normales particulières, définies à partir de la loi de transformation des semi-spineurs pour les retournements de l'espace, du temps et de l'Univers.

1. En représentation normale quelconque, pour l'un des trois retournements fondamentaux, chaque semi-spineur se transforme en lui-même, au coefficient ± 1 ou $\pm i$ près; pour chacun des deux autres retournements fondamentaux, chaque semi-spineur se transforme en une fonction de l'autre (1). Pour un des deux retournements, imposons à ces fonctions une forme aussi simple que possible, en posant

$$(1) \qquad \varphi \rightarrow \pm \mu\psi, \qquad \psi \rightarrow \pm \varepsilon\mu\varphi, \qquad (\varepsilon = \pm 1),$$

avec $\mu = 1$ ou i. (La loi de transformation des semi-spineurs pour le dernier retournement fondamental se trouve ainsi déterminée; elle est également de la forme (1).)

Les matrices de Dirac correspondant aux représentations ainsi définies satisfont, en vertu des lois de transformations (I.4) et (1), à la condition suivante : chacune des trois matrices γ^4, $i\gamma^1\gamma^2\gamma^3$, $\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4$ est égale, au signe près, à l'une des trois matrices

$$(2) \qquad J = \begin{pmatrix} \mathbf{1} & \\ & -\mathbf{1} \end{pmatrix}, \qquad K = \begin{pmatrix} & \mathbf{1} \\ \mathbf{1} & \end{pmatrix}, \qquad L = \begin{pmatrix} & i\mathbf{1} \\ -i\mathbf{1} & \end{pmatrix},$$

Six cas sont donc à distinguer, correspondant aux six permutations possibles.

Les valeurs des trois matrices γ^4, $i\gamma^1\gamma^2\gamma^3$, $\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4$ étant données, on détermine aisément les matrices γ^α correspondantes, en utilisant la structure des matrices commutant ou anticommutant avec les matrices J, K, L. En effet, les γ^α commutent avec $i\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ et anticommutent avec γ^4 et $\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4$.

Les matrices de Dirac qui correspondent aux représentations spinorielles satisfaisant à (I.4) et (1) s'écrivent :

(3 *a*) $\gamma^\alpha = \begin{pmatrix} \tau^\alpha & \\ & -\tau^\alpha \end{pmatrix}$, $\gamma^4 = \pm \begin{pmatrix} & \mathbf{1} \\ \mathbf{1} & \end{pmatrix}$ (T-représentation),

(3 *b*) $\gamma^\alpha = \begin{pmatrix} \tau^\alpha & \\ & -\tau^\alpha \end{pmatrix}$, $\gamma^4 = \pm \begin{pmatrix} & i\mathbf{1} \\ -i\mathbf{1} & \end{pmatrix}$ (T- »),

(3 *c*) $\gamma^\alpha = \begin{pmatrix} & \tau^\alpha \\ \tau^\alpha & \end{pmatrix}$, $\gamma^4 = \pm \begin{pmatrix} & i\mathbf{1} \\ -i\mathbf{1} & \end{pmatrix}$ (U- »),

(3 *d*) $\gamma_\alpha = \begin{pmatrix} & \tau^\alpha \\ \tau^\alpha & \end{pmatrix}$, $\gamma^4 = \pm \begin{pmatrix} \mathbf{1} & \\ & -\mathbf{1} \end{pmatrix}$ (E- »),

(3 *e*) $\gamma^\alpha = \begin{pmatrix} & i\tau^\alpha \\ -i\tau^\alpha & \end{pmatrix}$, $\gamma^4 = \pm \begin{pmatrix} \mathbf{1} & \\ & -\mathbf{1} \end{pmatrix}$ (E- »),

(3 *f*) $\gamma^\alpha = \begin{pmatrix} & i\tau^\alpha \\ -i\tau^\alpha & \end{pmatrix}$, $\gamma^4 = \pm \begin{pmatrix} & \mathbf{1} \\ \mathbf{1} & \end{pmatrix}$ (U- »),

τ^α étant trois matrices satisfaisant à la condition de Pauli

(4) $$\frac{1}{2}(\tau^\alpha\tau^\beta + \tau^\beta\tau^\alpha) = \delta^{\alpha\beta}\mathbf{1}.$$

Désignons par σ^α les matrices de Pauli

(5) $$\sigma^1 = \begin{pmatrix} 1 & \\ & -1 \end{pmatrix}, \quad \sigma^2 = \begin{pmatrix} & 1 \\ 1 & \end{pmatrix}, \quad \sigma^3 = \begin{pmatrix} & i \\ -i & \end{pmatrix}.$$

Les six systèmes d'équations (3) peuvent être réunis en un système unique, en utilisant la multiplication de Kronecker :

(6) $$\gamma^\alpha = \sigma^\mu \times \tau^\alpha, \qquad \gamma^\mu = \pm\sigma^\nu \times \mathbf{1} \qquad (\mu \neq \nu).$$

(Les indices μ et ν, comme tous les indices grecs, prennent les valeurs 1 à 3.)

Il est commode de prendre comme matrices τ^α les matrices de Pauli. On obtient ainsi (en fixant arbitrairement les signes) six jeux de matrices de Dirac

(6′) $$\gamma^\alpha = \sigma^\mu \times \sigma^\alpha, \qquad \gamma^\mu = \sigma^\nu \times \mathbf{1} \qquad (\mu \neq \nu)$$

que nous appellerons « fondamentaux ».

2. Les six jeux fondamentaux se forment aisément à partir de l'un quelconque d'entre eux. En effet, γ^k étant un jeu de matrices de Dirac quelconque, on peut extraire de l'ensemble des 16 matrices

$$I, \quad \gamma^k, \quad i\gamma^k\gamma^m, \quad i\gamma^k\gamma^m\gamma^p, \quad \gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4$$

des jeux de matrice de Dirac autres que γ^k. Six d'entre eux sont symétriques

par rapport aux indices d'espace :

$$(7)\qquad \begin{cases} \gamma^\alpha,\quad \gamma^4; & i\gamma^\alpha\gamma^4,\quad i\gamma^1\gamma^2\gamma^3; \qquad i\gamma^\beta\gamma^\gamma\gamma^4,\quad \gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4; \\ \gamma^\alpha,\quad \gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4; & i\gamma^\alpha\gamma^4,\quad \gamma^4; \qquad i\gamma^\beta\gamma^\gamma\gamma^4,\quad i\gamma^1\gamma^2\gamma^3. \end{cases}$$

Si γ^k est de la forme (6′),

$$(8)\qquad \begin{cases} i\gamma^\alpha\gamma^4 = \pm\sigma^\omega \times \sigma^\alpha, & i\gamma^\beta\gamma^\gamma\gamma^4 = \sigma^\nu \times \sigma^\alpha, \\ \gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4 = \mp\sigma^\omega \times \mathbf{1}, & i\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \sigma^\mu \times \mathbf{1}, \end{cases}$$

et l'ensemble (7) est formé (à des signes près) des six jeux fondamentaux.

3. L'ensemble des six représentations spinorielles fondamentales (représentations spinorielles correspondant à des jeux de matrices de Dirac fondamentaux) se compose de deux E-représentations, de deux T-représentations et de deux U-représentations. Le type de la représentation est déterminé par la nature de l'indice égal à 1 :

Si $\mu = 1$, la représentation est une T-représentation ;

si $\nu = 1$, la représentation est une E-représentation ;

si $\omega = 1$, $(\omega \neq \mu, \nu)$, la représentation est une U-représentation.

Les six représentations spinorielles fondamentales du sous-groupe des rorations spatiales sont identiques.

Remarque. — Les deux représentations spinorielles fondamentales $\mu = 3$ sont couramment utilisées [2].

[1] J. Winogradzki, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1896. Les numéros des équations de cette Note seront précédés de (I).

[2] *Cf.*, par exemple L. de Broglie, *Théorie générale des particules à spin*, 1954, Paris, Gauthier-Villars, p. 65 et 67 ($\nu = 1$); W. Pauli, *Die Allgemeinen Prinzipien der Wellenmechanik*, 1947, Michigan, Edwards, p. 225 ($\nu = 2$). Certains auteurs utilisent des représentations fondamentales, mais en prenant $x^4 = ct$, ce qui modifie la forme des matrices de Dirac [Rappelons que nous utilisons $x^4 = ict$, *cf.* (I.1)].

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Solution à symétrie sphérique des équations de la Relativité générale, en choisissant, comme tenseur d'impulsion-énergie, le tenseur de la théorie électromagnétique de Born-Infeld.* Note de M. **Jean Lameau**, présentée par M. Louis de Broglie.

On donne une solution à symétrie sphérique des équations de la Relativité générale, en choisissant le tenseur d'impulsion-énergie proposé par Born-Infeld. On montre que le cas non statique admet la même solution que le cas statique, comme en théorie de Maxwell.

1. En théorie de Born-Infeld [1], le champ électromagnétique $s_{\mu\nu}$ et l'induction $p^{\mu\nu}$ sont liés par l'équation

$$(1.1)\qquad p^{\mu\nu} = \frac{s^{\mu\nu} - G\overset{\star}{s}{}^{\mu\nu}}{L};$$

avec

$$L = (1 + F - G^2)^{\frac{1}{2}},$$

(1.2) $$F = \frac{1}{2} s_{\mu\nu} s^{\mu\nu}; \qquad G = \frac{1}{4} s_{\mu\nu} \overset{\star}{s}{}^{\mu\nu}; \qquad \overset{\star}{s}{}^{\mu\nu} = \frac{1}{2\sqrt{-g}} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} s_{\rho\sigma}.$$

g désigne le déterminant formé avec les coefficients $g_{\mu\nu}$ de la métrique. $\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ est l'indicateur de permutation de Levi Civita. Le tenseur d'impulsion-énergie est donné par l'équation

(1.3) $$T^{\mu}_{\nu} = (L - 1) g^{\mu}_{\nu} - L^{-1} (s^{\mu\rho} s_{\nu\rho} - G^2 g^{\mu}_{\nu}).$$

On a d'autre part,

(1.4) $$\partial_{\mu} s_{\nu\rho} + \partial_{\nu} s_{\rho\mu} + \partial_{\rho} s_{\mu\nu} = 0; \qquad \partial_{\rho} (\sqrt{-g} p^{\mu\rho}) = 0.$$

Enfin, le champ de gravitation est déterminé par

(1.5) $$R_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = \chi\left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T\right) \qquad (T = T^{\mu}_{\mu}).$$

2. Nous choisirons la forme suivante de l'intervalle élémentaire

(2.6) $$ds^2 = -e^{\mu} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta \, d\varphi^2) + e^{\nu} dt^2,$$

μ et ν étant des fonctions de r et t qui tendent vers zéro lorsque r tend vers l'infini. On sait que la seule composante non nulle de $s_{\mu\nu}$ est s_{14}. D'après (1.2) la seule composante non nulle de $\overset{\star}{s}{}^{\mu\nu}$ est

(2.8) $$\overset{\star}{s}{}^{23} = \frac{s_{14}}{\sqrt{-g}}.$$

De plus, toujours d'après (1.2), $G = 0$, $L = \sqrt{1 + F}$, $p^{14} = L^{-1} s^{14}$. La seule composante non nulle de $p_{\mu\nu}$ est p_{14}. D'après (1.4),

(2.8) $$\frac{\partial}{\partial r} (\sqrt{-g} p^{14}) = 0, \qquad \frac{\partial}{\partial t} (\sqrt{-g} p^{14}) = 0.$$

L'expression $\sqrt{-g} p^{14}$ ne dépend donc que de θ et φ. Or, d'après (2.6),

(2.9) $$\sqrt{-g} = r^2 \sin\theta \, e^{\frac{\mu+\nu}{2}},$$

p^{14} qui ne dépend que de r et t, a donc pour expression

(2.10) $$p^{14} = \frac{K}{r^2} e^{-\frac{\mu+\nu}{2}},$$

K désignant une constante. Par raison d'homogénéité, on pose $K^2 = r_0^4$, r_0 désignant une longueur. D'après (1.1), (1.2), (1.3), (2.7) et (2.10),

(2.11) $$s_{14} = -R(r) e^{\frac{\mu+\nu}{2}}; \qquad F = -[R(r)]^2; \qquad L = \frac{r^2 R(r)}{r_0^2},$$

(2.12) $$T^1_1 = T^4_4 = \left(\frac{r^2}{r_0^2} + \frac{r_0^2}{r^2}\right) R(r) - 1; \qquad T^2_2 = T^3_3 = \frac{r^2}{r_0^2} R(r) - 1.$$

On a posé

$$R(r) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r^4}{r_0^4}}}$$

$$T_\nu^\mu = 0 \qquad \text{si} \quad \mu \neq \nu.$$

En désignant par $\dot{\mu}$ la dérivée par rapport à t, on a

$$R_{14} = \frac{\dot{\mu}}{r}, \qquad \text{d'où} \qquad \dot{\mu} = 0.$$

μ ne dépend donc que de r.

De plus, on sait que

$$(2.13) \quad \begin{cases} R_{11} = e^{\mu-\nu}\left[\frac{\ddot{\mu}}{2} + \frac{\dot{\mu}}{4}(\dot{\mu} - \dot{\nu})\right] + \frac{\mu'}{r} - \frac{\nu''}{2} + \frac{\nu'}{4}(\mu' - \nu'), \\ R_{22} = e^{-\mu}\left[\frac{r}{2}(\mu' - \nu') - 1\right] + 1, \\ R_{33} = R_{22}\sin^2\theta; \qquad R_{44} = e^{\nu-\mu}\left[\frac{\nu''}{2} + \frac{\nu'}{4}(\nu' - \mu') + \frac{\nu'}{r}\right] - \frac{\ddot{\mu}}{2} - \frac{\dot{\mu}}{4}(\dot{\mu} - \dot{\nu}). \end{cases}$$

μ' et ν' désignent les dérivées par rapport à r.

Comme $\dot{\mu} = 0$, tous les termes contenant des dérivées par rapport à t disparaissent de (2.13). On est ramené aux équations du cas statique, qui s'écrivent, après calculs,

$$(2.14) \qquad \frac{\mu'}{r} - \frac{\nu''}{2} + \frac{\nu'}{4}(\mu' - \nu') = \chi e^{\mu}\left[-\frac{\Lambda}{\chi} - 1 + \frac{r^2}{r_0^2}R(r)\right].$$

$$(2.15) \qquad e^{-\mu}\left[\frac{r}{2}(\mu' - \nu') - 1\right] = -1 - \Lambda r^2 + \chi r^2\left[\left(\frac{r^2}{r_0^2} + \frac{r_0^2}{r^2}\right)R(r) - 1\right],$$

$$(2.16) \qquad \frac{\nu'}{r} + \frac{\nu''}{2} + \frac{\nu'}{4}(\nu' - \mu') = \chi e^{\mu}\left[\frac{\Lambda}{\chi} + 1 - \frac{r^2}{r_0^2}R(r)\right],$$

(2.14) et (2.16) montrent que $\mu' = -\nu'$. Comme μ et ν doivent tendre tous deux vers 0 si r tend vers l'infini, on a $\mu = -\nu$.

En posant $\gamma = e^{-\mu}$, on trouve, en résolvant (26)

$$(2.17) \qquad r\gamma = r + (\Lambda + \chi)\frac{r^3}{3} - \chi r_0^2 \int_\alpha^r \sqrt{1 + \frac{r^4}{r_0^4}}\, dr,$$

α désignant une constante d'intégration. Posons $x = r/r_0$; l'intégrale de (2.17) est égale, à un coefficient près, à

$$\int \sqrt{1 + x^4}\, dx = \frac{x}{3}\sqrt{1 + x^4} + \frac{2}{3}\int \frac{dx}{\sqrt{1 - x^4}}.$$

En posant $x = \mathrm{tg}\,\varphi/2$, on est ramené au calcul d'une intégrale elliptique très simple.

(1) Born et Infeld, *Proc. Roy. Soc.*, A, **144**, 1934, p. 425.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Quelques propriétés des prévisions en Mécanique quantique.* Note de M. **Alain Guichardet**, présentée par M. Louis de Broglie.

Remarques sur les lois de probabilités associées aux grandeurs physiques et aux états de la Mécanique quantique et sur la précision des mesures physiques.

1. Remarques sur les lois de probabilités associées aux grandeurs physiques et aux états. — Les vecteurs d'état d'un système physique $\mathcal{S}$ sont les éléments ψ, avec $\|\psi\| = 1$ d'un espace hilbertien $\mathcal{H}$ et les grandeurs physiques sont représentées par les opérateurs self-adjoints, non nécessairement continus dans $\mathcal{H}$.

Soit A un tel opérateur; sa décomposition spectrale associe à chaque ensemble borélien $\Delta \subset \mathrm{R}$ un sous-espace vectoriel (ou variété) fermé V_Δ et le projecteur correspondant E_Δ; soit E_x le sous-espace associé à l'ensemble $]-\infty, x]$

$$\mathrm{A} = \int_{-\infty}^{+\infty} x \, d\mathrm{E}_x.$$

Pour tout $\psi \in \mathcal{H}$ on définit une mesure positive de masse totale 1 sur R (ou loi de probabilité) par

$$\mu_\psi(\Delta) = \| \mathrm{E}_\Delta \psi \|^2$$

ou

$$\mu_\psi(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \, d\| \mathrm{E}_x \psi \|^2$$

pour toute fonction f continue à support compact.

Théorème. — *L'application $\psi \to \mu_\psi$ est continue pour les topologies fortes sur $\mathcal{H}$ et sur l'espace des mesures considérées, et ceci uniformément par rapport à* A.

Pour le démontrer on définit d'abord d'autres mesures par

$$\mu_{\psi_1,\psi_2}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \, d(\mathrm{E}_x \psi_1, \psi_2)$$

et l'on démontre que

$$\| \mu_{\psi_1,\psi_2} \| \leqq \| \psi_1 \| \cdot \| \psi_1 \|.$$

Puis on exprime $\mu_\psi - \mu_{\psi'}$ au moyen de $\psi + \psi'$ et $\psi - \psi'$ et l'on obtient

$$\| \mu_\psi - \mu_{\psi'} \| \leqq (\| \psi \| + 3 \| \psi' \|) \| \psi - \psi' \|.$$

Remarque. — La convergence forte d'une mesure μ vers une mesure μ' et l'existence de la valeur moyenne pour μ n'entraînent ni la convergence de la valeur moyenne de μ, ni l'existence de la valeur moyenne de μ', comme le montre l'exemple de la mesure μ_a définie par une densité $[a/(2a-1)] \, h_a(x)$

avec

$$h_a(x) = \begin{cases} 0 & \text{pour } x \leqq 0, \\ 1 & \text{«} \quad 0 \leqq x \leqq 1, \\ \dfrac{1}{x^2} & \text{«} \quad 1 \leqq x \leqq a, \\ 0 & \text{«} \quad x > a, \qquad \text{quand } a \to +\infty. \end{cases}$$

Par contre, pour des mesures dont les supports sont inclus dans un compact fixe, la convergence vague entraîne la convergence de la valeur moyenne et de l'écart quadratique moyen.

2. Remarques sur la précision des mesures physiques. — Nous dirons qu'un état ψ fournit pour une grandeur A une mesure physique de précision $1/\varepsilon$ si le support de la mesure μ_ψ est inclus dans un intervalle de longueur ε; et qu'il fournit la valeur certaine a si la mesure μ_ψ est égale à la mesure de Dirac ∂_a.

Nous allons étudier de quelle façon la mesure μ_ψ peut tendre vers la mesure de Dirac δ_a en un point a.

1° *Si a est une valeur propre de* A, c'est-à-dire un point de discontinuité de la fonction E_x, on peut choisir pour ψ un vecteur propre correspondant à a et $\mu_\psi = \delta_a$.

2° *Si a est un point du spectre continu*, c'est-à-dire un point de continuité de E_x mais non un point de constante, prenons un intervalle Δ de longueur ε contenant a; le sous-espace V_Δ n'est pas réduit à zéro; soit un vecteur ψ_0 non orthogonal à V_Δ et soit

$$\psi_\Delta = \frac{\varepsilon_\Delta \psi_0}{\|\varepsilon_\Delta \psi_0\|}.$$

La mesure μ_{ψ_Δ} a son support inclus dans Δ et converge au sens vague vers ∂_σ; la valeur moyenne et l'écart quadratique moyen tendent respectivement vers a et zéro.

En général μ_{ψ_Δ} ne converge pas fortement vers ∂_a comme le montre l'exemple suivant :

$$A = x, \qquad \psi_0 = \begin{cases} 1 & \text{pour } 0 \leqq x \leqq 1, \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

et $0 \leqq a \leqq 1$.

Théorème. — *ψ_Δ tend vers zéro au sens faible.*

Car pour tout vecteur ψ',

$$|(\psi_\Delta, \psi')| \leqq \|E_\Delta \psi'\|$$

qui tend vers zéro par définition de la convergence des projecteurs.

Remarque. — On voit que la convergence faible de ψ n'entraîne pas la convergence vague de μ_ψ.

3° *Retour au cas d'une discontinuité.* — Soit E le projecteur sur le sous-espace propre V correspondant à la valeur propre a.

THÉORÈME. — *Si l'on définit* ψ_Δ *comme précédemment, la distance de* ψ_Δ *à* V *tend vers zéro.*

Car cette distance est égale au module de la projection de ψ_0 sur $V_\Delta \ominus V$ et tend vers zéro par définition de la convergence des projecteurs.

Dans ce cas encore μ_{ψ_Δ} converge au sens vague vers ∂_a.

4° *Si a est un point de constance de* E_x, la fonction E_x est constante dans un intervalle ouvert Δ_0 contenant a et aucune mesure μ_ψ n'a son support inclus dans Δ_0.

Conclusion. — Étant donnés une grandeur A et un nombre a :

si a est valeur propre, il existe un état ψ qui fournit la valeur certaine a;

si a est un point du spectre continu, il existe un état ψ qui fournit la valeur a comme résultat de mesure avec une précision arbitrairement grande;

si a est un point de constance, aucun état ψ ne fournit la valeur a avec une précision supérieure à un certain nombre fixe.

3. GÉNÉRALISATION AU CAS DE L'ESPACE R^n. — On définit les familles spectrales à n variables de la même façon que pour une variable et l'on représente par elles les grandeurs physiques à n dimensions. Les propriétés de continuité de l'application $\psi \to \mu_\psi$ restent valables. Et l'on généralise aisément les définitions et les propriétés relatives à la précision des mesures physiques pour le cas de n variables.

PHYSIQUE GÉNÉRALE. — *Corrélation entre la définition de l'énergie et sa conservation. Extension aux systèmes à plusieurs paramètres sans échange de matière.* Note de MM. **Paul Renaud, Maurice Joly** et **Dikran G. Dervichian**, présentée par M. Louis de Broglie.

La définition générale de l'énergie donnée précédemment est étendue aux systèmes à n paramètres. Un choix convenable du domaine de variation et un changement de variables font de l'énergie ainsi définie une fonction d'état à un seul paramètre. Les hypothèses qui entraînent le caractère absolu de sa conservation sont contenues dans l'hypothèse de la validité du calcul différentiel pour représenter les phénomènes.

Un système physique S_P bien défini est toujours une schématisation choisie en fonction du phénomène étudié, d'un ou de plusieurs systèmes expérimentaux S_E. Le nombre p de paramètres $a, b, c, \ldots$ d'un système physique S_P a un sens précis. Dans un système expérimental le nombre des paramètres dépend de la nature et du pouvoir séparateur des systèmes d'observation. Ce n'est pas un invariant de S_E.

On dit qu'un système matériel S_E est tangent à un système physique S_P quand il présente parmi ses paramètres ceux du système S_P, soient : $a, b, c, \ldots$, les variations $\Delta a, \Delta b, \Delta c, \ldots$ étant les mêmes pour S_P et S_E, au moins dans un petit domaine D.

Les propriétés d'un système matériel sont constituées par l'ensemble des propriétés des systèmes physiques qui lui sont tangents. En fait, l'interprétation des propriétés des systèmes expérimentaux S_E dans un domaine D s'effectue toujours en construisant des systèmes physiques S_P de manière que S_P et S_E soient tangents à l'intérieur de D. C'est le seul procédé dont on dispose pour attribuer aux systèmes S_E des propriétés quantitatives dont la reproduction et l'évolution soient fonction d'un nombre fini de paramètres.

Chaque fois que, pour étudier un phénomène, on établit un tel « contact » entre un système matériel S_E en évolution et un système physique S_P, on est conduit à choisir parmi tous les systèmes S_P possibles celui qui est le plus simple (nombre de paramètres minimum, symétrie et symorphie maxima) (1).

Si ce système S_P le plus simple satisfait à la conservation de l'énergie, le système matériel S_E y satisfait aussi, puisque l'énergie est définie à partir de variations du premier ordre qui sont communes aux deux systèmes.

Nous avons établi (2) que, dans le cas du couplage de certains types de systèmes à un seul paramètre, la conservation de l'énergie est une conséquence de sa définition. Nous nous proposons d'étendre cette proposition au cas général des systèmes simples à plusieurs paramètres.

Dans les Notes précédentes nous avons envisagé une classe particulière de systèmes à deux paramètres a et a'. Chacun de ces systèmes est constitué par deux systèmes en interaction Σ et Σ', chacun à un seul paramètre. L'un est envisagé comme la cause, l'autre comme l'effet, et l'ensemble représente les rapports de causes à effets. Ils sont décrits dans le cas élémentaire le plus simple, celui qui a la plus grande fréquence d'application, qui présente en particulier la proportionnalité de Δa et $\Delta a'$.

Considérons maintenant un système élémentaire S dont les variations dépendent de plusieurs paramètres a, b, c, ... La considération d'un ensemble de n systèmes identiques à S, soient S_1, ..., S_n permet de définir le paramètre d'extension n de cet ensemble. D'autre part, a, b, c, ... jouent le rôle de paramètres d'intensité si leurs variations n'entraînent pas de flux de matière.

Les raisons qui nous ont conduits précédemment (2) à attribuer un signe à Δa sont valables ici pour Δa, Δb, Δc, ... La définition des produits normalisés du type $k_a n \Delta a = \Delta E_a$, donnée pour les systèmes à un paramètre, est admise ici pour plusieurs paramètres à la seule condition qu'ils soient indépendants, et qu'on puisse les faire varier un à un en les couplant directement ou indirectement avec un système de référence. k_a est le facteur de normalisation qui fixe l'unité choisie pour a et qui est déterminé à partir du couplage pur tel qu'il a été défini antérieurement (2). On intro-

duit ainsi des quantités ΔE_a, ΔE_b, ΔE_c, ... Ce sont les valeurs des produits normalisés qui correspondent à a, b, c, ... lorsque ces paramètres varient séparément. Désignons par ΔE la somme

$$\Delta E = \Delta E_a + \Delta E_b + \Delta E_c, \quad \ldots$$

qui, *a priori*, dépend du chemin parcouru dans l'espace a, b, c, ... Pour des variations infiniment petites, ces relations de définitions deviennent :

$$dE = A\,da + B\,db + C\,dc + \ldots.$$

Restreignant l'étude à un domaine D, petit, proche de l'origine arbitraire des paramètres mesurés, on peut développer en série et écrire

$$dE = A_0\,da + B_0\,db + C_0\,dc + \ldots + A_1\,a\,da + A_2\,b\,da + A_3\,c\,da + \ldots,$$

où les coefficients $A_o\ldots$ sont constants, ce qui donne, comme terme principal,

$$dE_0 = A_0\,da + B_0\,db + C_0\,dc + \ldots.$$

Pour a, b, c, ... suffisamment petits, dE_o se confond avec dE qui s'intègre alors en

$$\Delta E = A_0 \Delta a + B_0 \Delta b + C_0 \Delta c + \ldots.$$

Cette quantité est fonction d'état. Sa valeur ne dépend pas du chemin parcouru, elle ne dépend que de ses extrémités a_o, b_o, c_o,... et a_1, b_1, c_1,.... On dira que le système à plusieurs paramètres S_P est un système simple. On peut montrer que les systèmes simples forment un ensemble complet de représentations, car les systèmes non simples sont toujours représentables par des ensembles de systèmes simples convenablement choisis.

La fonction d'état ΔE sera appelée énergie, par extension aux systèmes à plusieurs paramètres de la définition que nous avons donnée précédemment pour le cas des systèmes à un seul paramètre.

Avec de pareils systèmes simples, on peut réaliser un changement de variables où les paramètres a, b, c, ... deviennent a_2, b_2, c_2, ... Ce changement est choisi de façon telle que da_2, par exemple, soit proportionnel à dE, tandis que db_2, dc_2, ... lui soient orthogonaux, ΔE demeurant fonction d'état. On se trouve ainsi en présence d'un système où les variations de l'énergie ne dépendent plus que d'un seul paramètre. Ainsi que nous l'avons démontré précédemment ([2]), les propriétés de conservation peuvent lui être automatiquement appliquées. Tous les systèmes simples à plusieurs paramètres suivent donc la loi de conservation de l'énergie. Par conséquent, les systèmes expérimentaux qui leur sont tangents le font aussi.

Il est à remarquer que les hypothèses, telles que les relations de tangence et de linéarité, introduites dans la représentation des systèmes et phénomènes physiques, sont implicitement contenues dans l'hypothèse que le

calcul différentiel est applicable à la représentation des phénomènes physiques. Puisque ces hypothèses conduisent d'une façon inéluctable à la conservation de l'énergie, la qualité de principe absolu (³) pour la conservation de l'énergie, que nous avions établie pour certains systèmes à un paramètre, se trouve ainsi appartenir à une classe étendue de systèmes à n paramètres différentiables.

(¹) P. Renaud, *Revue Générale des Sciences*, 62, novembre-décembre 1955, p. 328.
(²) *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1603; 234, 1956, p. 24.
(³) *Voir* à ce sujet les remarques de H. Poincaré dans la préface de sa *Thermodynamique* (Gauthier-Villars, Paris, 1923), p. ix.

MÉTROLOGIE. — *Est-il possible de donner, de nombres expérimentaux, une interprétation objective ?* Note de M. **Pierre Vernotte**, présentée par M. Albert Pérard.

Les documents expérimentaux sont trop pauvres pour qu'on puisse espérer éliminer les erreurs accidentelles par le grand nombre des données. C'est finalement, par un tracé à la main, visant, non à l'élégance, mais à la fidélité à l'allure du graphique, qu'on satisfait le moins mal à l'indispensable « clause de régularité », en l'absence de la machine qui eût été nécessaire.

Le problème de l'interprétation objective de données expérimentales a toujours séduit et la solution qu'il avait reçue était essentiellement constituée par la méthode des moindres carrés. En réalité, cette méthode ne donne qu'une courbe de meilleure approximation d'ensemble, alors que le résultat physique cherché est une propriété de la courbe et non la courbe elle-même; et surtout, si elle substitue bien à la fantaisie du physicien une condition mathématique précise, la procédure n'en est pas pour autant objective, le caractère attribué aux erreurs d'expérience (surtout si les mesures sont peu nombreuses) n'étant pas l'expression d'une loi naturelle.

Nous l'avons répété bien des fois, le seul caractère certain des erreurs d'expérience est d'être fort gênantes, et le seul remède sûr est d'user de la *clause de régularité*, en vertu de cette loi naturelle que l'évolution d'un phénomène physique est spontanément régulière au sens que nous avons dit (¹). Mais le problème ne peut être traité rigoureusement que par une machine arithmétique, dont la conception serait d'ailleurs assez simple. Notre contribution essentielle au très grave problème de l'exploitation des mesures aura été de le poser correctement, de proposer la construction de ladite machine et de signaler (¹) une procédure algébrique simplifiée rendant non inabordable l'usage de la clause de régularité.

Cependant, comme il s'agissait d'aboutir à des procédures pratiques, car l'interprétation des mesures est, pour le physicien, le problème de tous les jours, nous avons mis sur pied des méthodes variées; mais le fait même de cette variété, bien qu'elle ne s'exerce que dans le cadre de principes bien physiques, prouve leur imperfection. Dans une Note récente [2], nous avons suggéré une procédure consistant à déterminer, au moyen du nombre de points jointifs juste suffisant, une valeur locale de la grandeur physique Φ cherchée, à recommencer l'opération en tous les points de la courbe et à calculer une moyenne (les points sont supposés d'abscisses équidistantes) au moyen de la pondération binomiale [3] qui semble la plus efficace de toutes les pondérations posées *a priori*. Le succès est parfois inespéré [4], mais la méthode peut aussi se trouver inopérante.

En effet, l'erreur expérimentale étant représentée [3] par une série de composantes, fonctions sinusoïdales de l'abscisse, et dont les périodes, au lieu d'être en raison inverse de leur rang, comme dans les séries de Fourier, couvrent au contraire un nombre de points de plus en plus grand, l'amplitude étant A_p et la période p points, on montre [3] que, par pondération binomiale portant sur n données, l'amplitude A_p est réduite dans le rapport $\cos^n \pi/p$. En tout état de cause, si n est assez grand, $\cos^n \pi/p$ serait aussi petit qu'on le voudrait; mais si l'on dispose de M points expérimentaux, après la pondération il n'y a plus que $(M - n)$ données, et si l'on veut juger de son efficacité, il faut que $(M - n)$ vaille encore quelques unités (il faudrait même que l'intervalle expérimental soit à peine écorné, pour que le jugement porté sur la constance des valeurs corrigées de Φ garde toute sa portée).

Si l'erreur expérimentale a une allure complexe, elle comporte, avec une ampleur non négligeable, des périodes p assez longues (que n'a-t-on uniquement $p = 2$), et d'autre part le calcul de Φ, s'il est un peu complexe, introduit, du fait même de cette complexité, un élément d'organisation qui ne peut qu'accroître les périodes. Donc p serait notable, π/p, faible, $\cos \pi/p$, voisin de 1 et l'amortissement, faible. D'autre part, un calcul complexe, effectué à partir de points très rapprochés, et donc très aberrants relativement, conduit à des résultats successifs très différents, et l'amplitude A_p sera notable. Donc, grande amplitude et amortissement faible : le résultat cherché sera, contre toute attente, très erroné.

Nous avons vérifié ces considérations à propos de la constante de temps τ d'un refroidissement. La température, en unités quelconques, variant entre 60 000 et 45 000, avec une aberration de l'ordre de 100, les points expérimentaux étant au nombre de 27 et l'unité de temps étant l'intervalle séparant deux points, nous avons obtenu, pour $e^{-1/\tau}$, quantité voisine de 0,98, les 24 valeurs suivantes, très aberrantes :

1,061728	1,253846	1,014706	0,840909	1,099010	1,230769
0,831395	0,773006	0,876011	1,036036	0,828829	0,866071
1,181818	1,111111	1,041319	1,113043	1,217391	0,896907
0,769230	0,971428	1,047619	0,789062	0,812500	1,022988

(Il est vrai que l'aberration eût été moindre si l'on n'avait pas usé de points jointifs pour la détermination locale de τ, mais les périodes en eussent été augmentées.)

La moyenne pondérée binomiale unique, correspondant à $n = 24$, est égale à 0,9815, alors qu'un calcul plus simple et plus sûr indique le nombre, notablement différent (ce qui compte, c'est l'écart d'avec 1), de 0,9764.

Les documents expérimentaux, même paraissant bien fournis, sont donc pauvres, et on ne peut compter sur leur richesse supposée pour éliminer, par des moyennes judicieuses, les erreurs d'expérience. Il faudra, en général, revenir à l'usage de la clause de régularité, dans la mesure où l'on peut en tirer parti. Or, c'est justement ce que fait le physicien quand il essaie, à la main, de tracer, non pas un trait élégant comme ferait le simple dessinateur, mais un trait régulier. Malheureusement, l'œil n'est guère sensible qu'aux irrégularités de courbure, ce qui ne fait pas encore jouer la régularité avec le sens profond que nous lui avons donné ([4]). N'étant jamais dupe d'une règle aveugle, le physicien s'efforce de bien saisir l'allure générale du graphique, négligeant, s'il le faut, le détail pour ne pas trahir l'ensemble.

Il n'est pas actuellement possible d'interpréter, avec une entière objectivité, un document expérimental, mais c'est en achevant l'interprétation par un tracé à la main qu'en général on satisfait le moins mal à la clause de régularité qui serait seule efficace.

([1]) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1226.
([2]) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1399.
([3]) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1521.
([4]) Communication présentée au Congrès de la Société Chronométrique de France (Lyon, mai 1957), au sujet de la mesure de g.

CHALEUR. — *Courbes balistiques de la chaleur (et de la diffusion) dans un cylindre de rayon fini et dans le cas d'un flux radial : équations fondamentales.* Note (*) de M. **Frédéric Camia**, transmise par M. Jean Cabannes.

Soit un cylindre creux homogène de rayon fini et formant un tube de longueur indéfinie. L'équation de la température θ d'un point de ce cylindre à la distance x de l'axe est mise sous une forme analogue à une série de Fourier, ce qui permet l'établissement d'une équation balistique universelle s'appliquant au cylindre creux comme au cylindre plein.

L'équation générale de la température est ici

$$(1) \qquad \frac{\partial\theta}{\partial t} = h\left(\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} + \frac{1}{x}\frac{\partial\theta}{\partial x}\right),$$

h étant la diffusivité $\gamma^{-1}k$. On sait que l'on peut aussi écrire :

$$(2) \qquad \theta = f_0(x)\,e^{-\omega_0^2 ht} + f_1(x)\,e^{-\omega_1^2 ht} + f_2(x)\,e^{-\omega_2^2 ht} + \ldots,$$

chacun des termes du second membre étant une solution particulière de (1). En remplaçant θ par $f_p(x)\,e^{-\omega_p^2 ht}$ dans (1) on a donc

$$(3) \qquad \frac{d^2 f_p}{dx^2} + \frac{1}{x}\frac{df_p}{dx} + \omega_p^2 f_p = 0.$$

La solution générale de (3) peut se mettre sous la forme

$$(4) \qquad f_p(x) = a_p \mathrm{J}_0(\omega_p x) + b_p \mathrm{N}_0(\omega_p x),$$

a_p et b_p sont deux constantes indépendantes et $\mathrm{N}_0(\omega_p x)$ est la fonction de Neumann d'ordre zéro :

$$(5) \qquad \mathrm{N}_0(\omega_p x) = \lim_{n=0}(\mathrm{J}_n(\omega_p x)\cos(n\pi) - \mathrm{J}_{-n}(\omega_p x))\sin^{-1}(n\pi).$$

L'équation (2) devient

$$(6) \qquad \theta = [a_0 \mathrm{J}_0(\omega_0 x) + b_0 \mathrm{N}_0(\omega_0 x)]\,e^{-\omega_0^2 ht} + [a_1 \mathrm{J}_0(\omega_1 x) + b_1 \mathrm{N}_0(\omega_1 x)]\,e^{-\omega_1^2 ht} + \ldots.$$

Pour $t = 0$, cette équation se transforme en

$$(7) \qquad \theta(t=0) = f(x) = (a_0 \mathrm{J}_0(\omega_0 x) + b_0 \mathrm{N}_0(\omega_0 x)) + (a_1 \mathrm{J}_0(\omega_1 x) + b_1 \mathrm{N}_0(\omega_1 x)) + \ldots.$$

Nous supposons d'abord un cylindre homogène creux primitivement à 0° et compris entre les rayons r_1 et r_2. On y produit initialement, de façon homogène, une quantité de chaleur $\mathrm{W}\,du\,dl$ par longueur d'axe unité, entre les rayons l et $l + dl$. Nous distinguerons trois cas :

1° Les deux surfaces $x = r_1$ et $x = r_2$ sont constamment maintenues à 0°. Il en résulte les équations aux conditions suivantes, déterminant les coefficients ω_p ainsi que le rapport $a_p^{-1} b_p$:

$$(8) \qquad \begin{cases} a_p \mathrm{J}_0(\omega_p r_1) + b_p \mathrm{N}_0(\omega_p r_1) = 0, \\ a_p \mathrm{J}_0(\omega_p r_2) + b_p \mathrm{N}_0(\omega_p r_2) = 0. \end{cases}$$

2° La surface $x = r_1$ est maintenue à 0°, la surface $x = r_2$ est isolée. D'où

$$(9) \qquad \begin{cases} a_p \mathrm{J}_0(\omega_p r_1) + b_p \mathrm{N}_0(\omega_p r_1) = 0, \\ a_p \mathrm{J}'_0(\omega_p r_2) + b_p \mathrm{N}'_0(\omega_p r_2) = 0. \end{cases}$$

3° Les deux surfaces $x = r_1$ et $x = r_2$ sont isolées, ce qui donne

$$(10) \qquad \begin{cases} a_p \mathrm{J}'_0(\omega_p r_1) + b_p \mathrm{N}'_0(\omega_p r_1) = 0, \\ a_p \mathrm{J}'_0(\omega_p r_1) + b_p \mathrm{N}'_0(\omega_p r_2) = 0. \end{cases}$$

Lorsque $\omega = 0$ ou $r = 0$, la condition $f(x) \neq \infty$ entraîne $b = 0$.

Pour simplifier l'écriture, nous posons

$$(11)\qquad J_n(\omega_p r) + a_p^{-1} b_p N_n(\omega_p r) = U_n(\omega_p r).$$

Calcul des coefficients a_p. — Nous formons $\int_{r_1}^{r_2} x f(x)\, U_0(\omega_p x)\, dx$; d'après (7), cette intégrale vaut une somme d'intégrales de la forme

$$(12)\qquad a_q \int_{r_1}^{r_2} (x\, U_0(\omega_q x)\, U_0(\omega_p x)\, dx) = \int_0^{r_2} (a_q\, x\, U_0(\omega_q x)\, U_0(\omega_p x)\, dx) - \int_0^{r_1}.$$

Le calcul des intégrales de Lommel, appliqué généralement à J_0, s'applique identiquement à N_0 et donc à U_0. On a donc, pour $p \neq q$:

$$(13)\qquad \int_0^{r} (x\, U_0(\omega_q x)\, U_0(\omega_p x)\, dx) = \frac{r}{\omega_q^2 - \omega_p^2} [\omega_q U_0(\omega_p r) U_1(\omega_q r) - \omega_p U_0(\omega_q r) U_1(\omega_p r)],$$

cette intégrale est nulle quand les conditions (8), (9) ou (10) sont vérifiées.

En faisant tendre q vers p dans (13), on trouve pour $p = q$:

$$(14)\qquad \int_0^{r} (x\, U_0^2(\omega_p x)\, dx) = \frac{r^2}{2} [U_0^2(\omega_p r) + U_1^2(\omega_p r)].$$

Donc, en prenant $m = 1$ pour $U_0(\omega r_1) = 0$ et $m = 0$ pour $U'_0(\omega r_1) = 0$, et, de même, $n = 1$ pour $U_0(\omega r_2) = 0$ et $n = 0$ pour $U'_0(\omega r_2) = 0$, nous avons ici :

$$(15)\qquad \int_{r_1}^{r_2} x f(x)\, U_0(\omega_p x)\, dx = \frac{a_p}{2} [r_2^2 U_n^2(\omega_p r_2) - r_1^2 U_m^2(\omega_p r_1)],$$

$$(16)\qquad a_p = \frac{2 \int_{r_1}^{r_2} x f(x)\, U_0(\omega_p x)\, dx}{r_2^2 U_n^2(\omega_p r_2) - r_1^2 U_m^2(\omega_p r_1)}.$$

D'autre part, $f(x) = 0$, sauf entre l et $l + dl$ où elle vaut $W\, du (2\pi l \gamma)^{-1}$. Donc :

$$(17)\qquad \int_{r_1}^{r_2} x f(x)\, U_0(\omega_p x)\, dx = \int_l^{l+dl} = \frac{W\, du\, dl\, U_0(\omega_p l)}{2\pi\gamma},$$

$$(18)\qquad a_p = \frac{W\, du\, dl\, U_0(\omega_p l)}{\pi\gamma (r_2^2 U_n^2(\omega_p r_2) - r_1^2 U_m^2(\omega_p r_1))}.$$

Pour le troisième cas (deux faces isolées) la série (2) admet un terme constant ($\omega_0 = 0$ et $b_0 = 0$). On peut évaluer directement sa valeur, qui est celle de la température finale due à l'impulsion, soit

$$(19)\qquad \theta_\infty = f_0 = \frac{W\, du\, dl}{\pi\gamma (r_2^2 - r_1^2)}.$$

Dans les deux premiers cas, f_0 est nul.

Conclusion. — Avec les conventions précédentes, on obtient *toujours* pour θ :

$$(20)\qquad \theta = f_0 + \frac{\mathrm{W}\,du\,dl}{\pi\gamma}\sum_{p=1}^{\infty}\left(\frac{\mathrm{U}_0(\omega_p l)\,\mathrm{U}_0(\omega_p x)}{r_2^2\,\mathrm{U}_n^2(\omega_p r_2) - r_1^2\,\mathrm{U}_m^2(\omega_p r_1)}\,e^{-\omega_p^2 h t}\right).$$

En faisant $r_1 = 0$ dans cette équation, on a les équations du cylindre *plein* de rayon fini. Pour $l = 0$, on obtient les formules dans le cas d'une source centrale. Si l'on fait tendre r_1 et r_2 vers l'infini, de sorte que $(r_2 - r_1)$ reste fini, on retrouve les équations du mur fini ([1]); les équations de la sphère ([2]) et celles du cylindre convergent. Enfin, en considérant W comme une puissance, fonction de la distance l à l'axe et du temps de chauffage u, on trouve, pour la température qui en résulte

$$(21)\qquad \theta = \int_{l=r_1}^{r_2}\int_{u=0}^{t} f_0 + \frac{1}{\pi\gamma}\sum_{p=1}^{\infty}\left(\frac{\mathrm{U}_0(\omega_p x)}{r_2^2\,\mathrm{U}_n^2(\omega_p r_2) - r_1^2\,\mathrm{U}_m^2(\omega_p r_1)}\right.$$
$$\left.\times\int_{l=r_1}^{r_2}\int_{u=0}^{t}\mathrm{U}_0(\omega_p l)\,e^{-\omega_p^2 h(t-u)}\,\mathrm{W}\,du\,dl\right).$$

Cette équation exprime la solution d'un grand nombre de problèmes sur le cylindre. Elle permet de retrouver les solutions particulières classiques.

(*) Séance du 4 décembre 1657.

([1]) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1163.

([2]) *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 144.

THERMODYNAMIQUE. — *Épitaxies de la glace sur l'iodure d'argent.* Note (*) de MM. **Robert Montmory** et **Jean Jaffray**, présentée par M. Gustave Ribaud.

On rapporte des observations de nouvelles épitaxies de cristaux de glace sur l'iodure d'argent orienté sur mica dont certaines sont dues probablement au passage direct de la vapeur d'eau à l'état cristallin (sublimation inverse).

L'épitaxie de la glace sur l'iodure d'argent a déjà fait l'objet de deux Publications ([1]), mais le dépôt d'iodure était obtenu en attaquant par l'iode une couche épitaxiale d'argent déposée sur mica. On a obtenu depuis, comme D. W. Pashley ([2]), l'épitaxie des variétés β et γ d'iodure d'argent sur des clivages frais de mica par évaporation sous vide élevé. Ces dépôts orientés d'iodure d'argent ont été utilisés pour une nouvelle étude de l'épitaxie de la glace grâce à l'emploi d'une platine d'un type nouveau réfrigérée par un jet d'air et pouvant fonctionner entre $+20°$ et $-50°$ C avec une vitesse de refroidissement largement réglable. L'eau nécessaire aux expériences provient de la condensation de la vapeur d'eau atmosphérique contenue initialement dans la chambre.

Trois domaines privilégiés de températures d'épitaxie sont apparus au cours de ces expériences où plus de 300 microphotographies ont été prises.

1° Entre — 5 et — 7° C, on observe une congélation orientée des gouttelettes d'eau condensée sur la surface. Cette épitaxie se présente sous deux aspects :

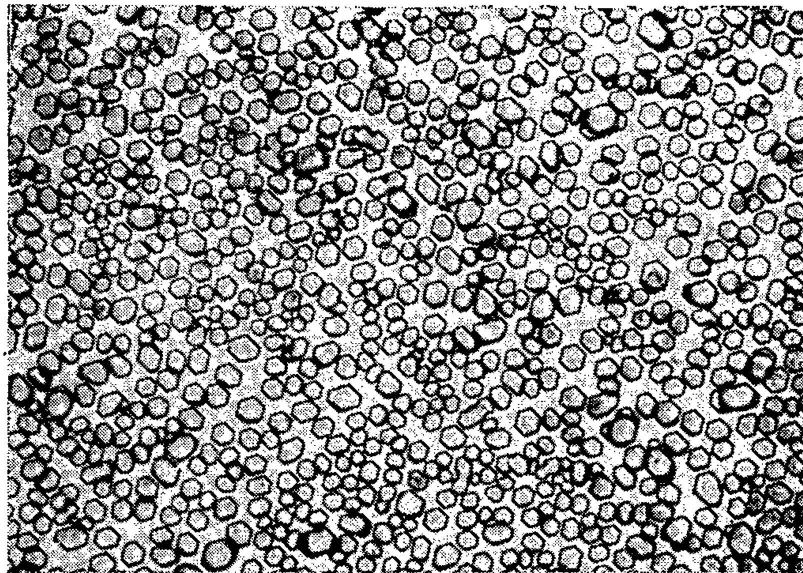


Fig. 1. — Épitaxie, type I*a*, de la glace sur AgI, la plus couramment observée entre —5° et —7°C. (G : 200.)

a. le plus souvent, sous forme de *plaquettes* hexagonales (*fig.* 1), le plan (0001) de la glace étant en contact avec le plan (0001) ou (111) de l'iodure d'argent et les rangées en coïncidence étant les suivantes :

Plan de contact		Rangées		Paramètres (Å)		Discordance
AgI γ.	glace.	support.	dépôt.	support.	dépôt.	(%).
(0001)	(0001)	[100]	[100]	4,58	4,51	2

b. assez rarement, sous forme de *prismes* hexagonaux (*fig.* 2) dont les axes sénaires ont même direction et sont parallèles à la surface. Sur la figure 2, on note la présence simultanée de prismes et de plaquettes, l'axe sénaire des prismes étant parallèle à l'un des côtés de l'hexagone.

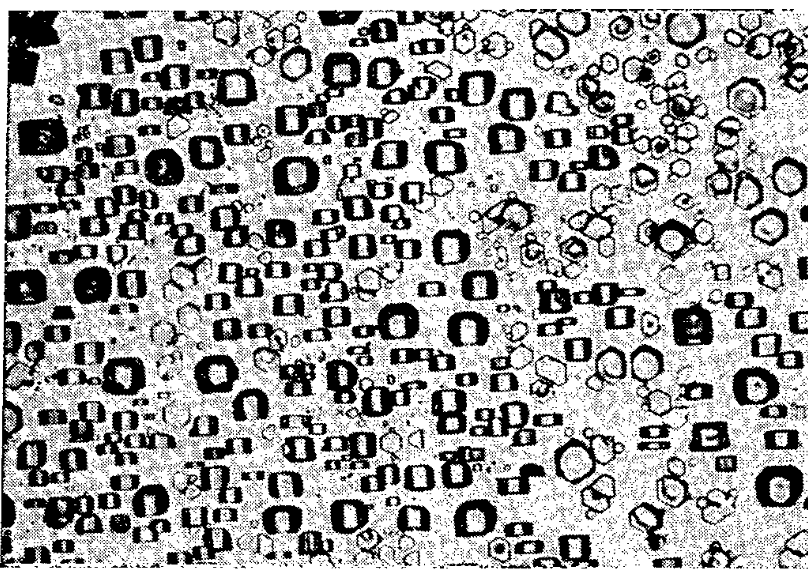


Fig. 2. — Épitaxies, type I*b*. (Remarquer le parallélisme de l'axe sénaire des prismes et de l'un des côtés des plaquettes hexagonales). (G : 200.)

L'interprétation de ce type d'épitaxie fera l'objet d'une Publication ultérieure car elle semble en désaccord avec la loi simple de Royer-Friedel.

2° Lorsque le nombre des cristaux de glace du type I est suffisamment faible, on observe entre — 18 et — 20° C une seconde germination *brusque* de cristaux, toujours en faible quantité (quelques unités). Ces cristaux se présentent à leur naissance sous forme de plaquettes colorées (couleurs de lames minces); mais au cours de leur croissance il se forme de magnifiques structures internes (*fig.* 3). Ils ont une orientation identique aux

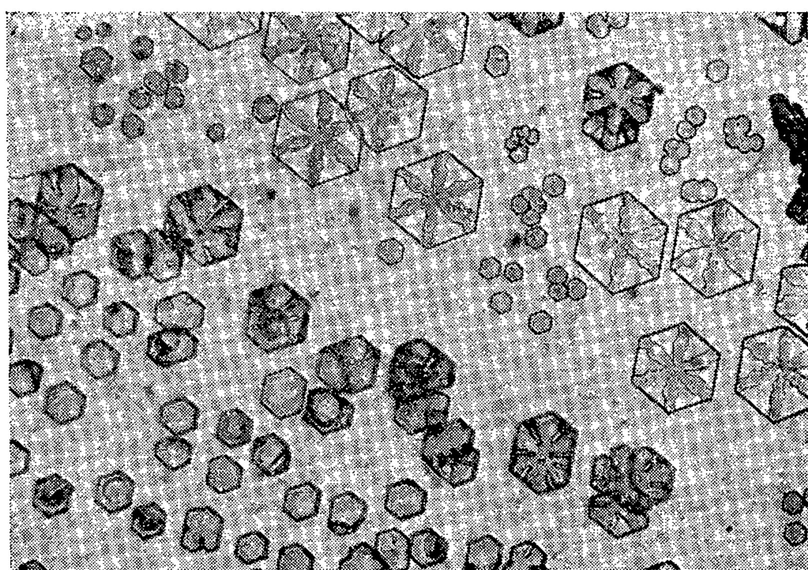


Fig. 3. — Épitaxies, type I*a*, II et III*a*, les plus gros cristaux sont du type II (—20° C), les cristaux moyens du type I*a* (—5° C) et les plus petits du type III*a* (plaquettes à —32° C). (G : 200.)

plaquettes du type I *a*. On ne décèle, par l'éclairage diffusant, la présence préalable d'aucune gouttelette au voisinage immédiat de la surface; ce qui laisse supposer que ces cristaux sont probablement produits par la condensation directe de la vapeur d'eau à l'état solide (sublimation inverse).

3° Entre — 32 et — 50° C, il se produit une troisième germination *progressive* de cristaux de glace, beaucoup plus abondante que la précédente. Cette troisième épitaxie est visible sur la figure 3 à côté des cristaux

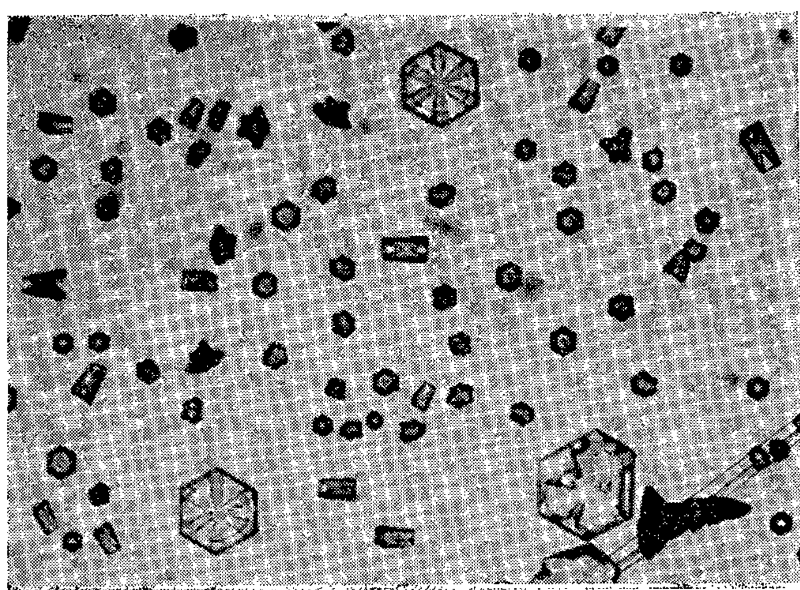


Fig. 4. — Épitaxies du type III*a*, *b*, les petits cristaux sont des prismes creux dont l'axe sénaire est, soit perpendiculaire, soit parallèle à la surface d'iodure d'argent. (G : 200.)

du type I *a* ou II; mais, sur la figure 4, il apparaît quatre possibilités d'épitaxie dont trois sont nouvelles : tout d'abord, on observe des plaquettes et des prismes « creux » dont l'axe sénaire est perpendiculaire à la surface d'iodure d'argent et dont l'orientation est la même que celle des plaquettes du type I *a* ou II; ensuite, des prismes creux couchés, dont les axes sénaires sont parallèles à la surface d'iodure et qui présentent trois orientations à 120° l'une de l'autre. L'une de ces orientations est la suivante :

Plan de contact		Rangées		Paramètres (Å)		Discordance
AgI γ.	glace.	support.	dépôt.	support.	dépôt.	(%).
(0001)	(10$\bar{1}$0)	[100]	[100]	4,58	4,51	2
		[120]	[001]	7,93	7,33	7

Ce troisième seuil d'épitaxie est, comme le précédent, caractérisé par l'absence de gouttelettes visibles au microscope avec un grossissement de 150 x. On peut donc penser qu'il s'agit de cristaux produits directement à partir de la phase vapeur, mais cette conclusion ne peut être considérée comme définitive.

Les trois domaines privilégiés de températures d'épitaxie décrits ci-dessus sont reproductibles avec des vitesses de refroidissement comprises entre 1 et 20° à la minute.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

(1) R. MONTMORY, *Bull. Obs. Puy-de-Dôme*, 4, oct.-déc. 1956, p. 126-147; J. JAFFRAY et R. MONTMORY, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 859-861.

(2) D. W. PASHLEY, *Proc. Phys. Soc.* (G. B.), 65, 385 A, 1952, p. 33-38.

CALORIMÉTRIE. — *Mise ou point d'un microcalorimètre pour l'étude des semi-conducteurs*. Note (*) de Mme **DHETTY BLET-TALBOT**, présentée par M. Gustave Ribaud.

En vue de l'étude calorimétrique des semi-conducteurs, nous avons mis au point un microcalorimètre répondant aux deux conditions suivantes : grande sensibilité et constante de temps faible (2).

Rappelons brièvement les équations fondamentales simplifiées d'un calorimètre, $\theta/q = 1/K$ et $\tau = m/K$, exprimant respectivement la sensibilité et la constante de temps, dans lesquelles θ est l'élévation de température correspondant à un apport de q cal/s; K (1) à (5), un coefficient de pertes en calories par degré et par seconde; m, la capacité calorifique en eau du corps calorimétrique dont on mesure l'élévation de température θ.

Par conséquent, la sensibilité est d'autant plus élevée que K est petit, mais en même temps la constante de temps τ est plus longue. Or, les phénomènes

thermiques que nous nous proposons d'étudier étant brefs, il convient d'adopter une valeur intermédiaire de K qui permette à τ de rester faible.

Le microcalorimètre se compose d'une enceinte cylindrique en cuivre rouge, de 5 cm de diamètre et 10 cm de hauteur, logée à l'intérieur d'un grand vase Dewar garni de coton hydrophile. Ce Dewar est entouré d'une épaisse couche d'isover et fermé par un couvercle en roclaine ne laissant passer que le faisceau lumineux, nécessaire à notre étude. Au fond du récipient de cuivre rouge repose, en trois points, un support léger en plexiglas sur lequel sont fixés les deux semi-conducteurs, photopiles au sélénium de 20/100e de millimètre d'épaisseur, sur support eutectique (Cd-Bi-Sn) spécialement fabriquées pour nos besoins par la Société allemande Falkenthal et Presser.

Les cellules constituent en fait, à elles seules, le corps calorimétrique; le poids de chacune atteint 50 mg et l'équivalent en eau n'est que de 4,3 mg. Le thermocouple cuivre-constantan qui équipe chacune des deux photopiles est réduit à deux fils fins ($\varnothing = 1/10^e$ mm) soudés ensembles et plaqués contre la face inférieure de chacune des cellules; la longueur des fils est d'environ 5 cm. Les fils prenant contact sur les électrodes sont seulement coincés par la seule pression du support en plexiglas qui porte les cellules. Le montage étant différentiel, les soudures froides sont reliées ensembles et soudées au récipient de cuivre rouge dont elles ont ainsi la température. En outre, cette installation comporte la possibilité d'y réaliser un bon vide; plusieurs expériences effectuées dans ces conditions n'ayant pas montré de différence appréciable dans les valeurs de la sensibilité, de la constante de temps et de la stabilité, nous ne l'avons pas utilisée.

Sensibilité. — En supposant les fils thermiquement non isolés, nous obtenons comme valeur de K :

pertes par conduction par les fils : $3,18.10^{-4}\, d\theta$ watts;

pertes par rayonnement par la cellule : $8,18.10^{-4}\, d\theta$ watts;

pertes par convection par la cellule : $5,13.10^{-4}\, d\theta$ watts;

soit au total $K = 16,5.10^{-4}\, d\theta$ watts ou, en calories/degré/seconde, $K = 3,94.10^{-4}$ cal/s, ce qui donne une sensibilité $\theta/q = 1/16,5.10^{-4}$ deg/W.

Sachant qu'on a 40 μV/°C avec un couple cuivre-constantan, la sensibilité en volts est

$$\frac{40.10^{-6}}{16,5.10^{-4}} = 0,024\ \mu\text{V}/\mu\text{W}.$$

Cette valeur théorique est sensiblement double de la valeur expérimentale (0,0132 μV/μW) obtenue en envoyant dans la cellule une énergie connue; détermination satisfaisante étant données les approximations admises.

Constante de temps. — La valeur théorique est

$$\tau = \frac{4,3.10^{-3}}{3,94.10^{-4}} = 11\ \text{s},$$

qui peut être difficilement comparée au résultat expérimental, la courbe reliant l'échauffement du thermocouple et le temps n'étant pas une exponentielle (*fig.* 1) ([3]), ([4]), ([5]); nous en donnerons par ailleurs une démonstration.

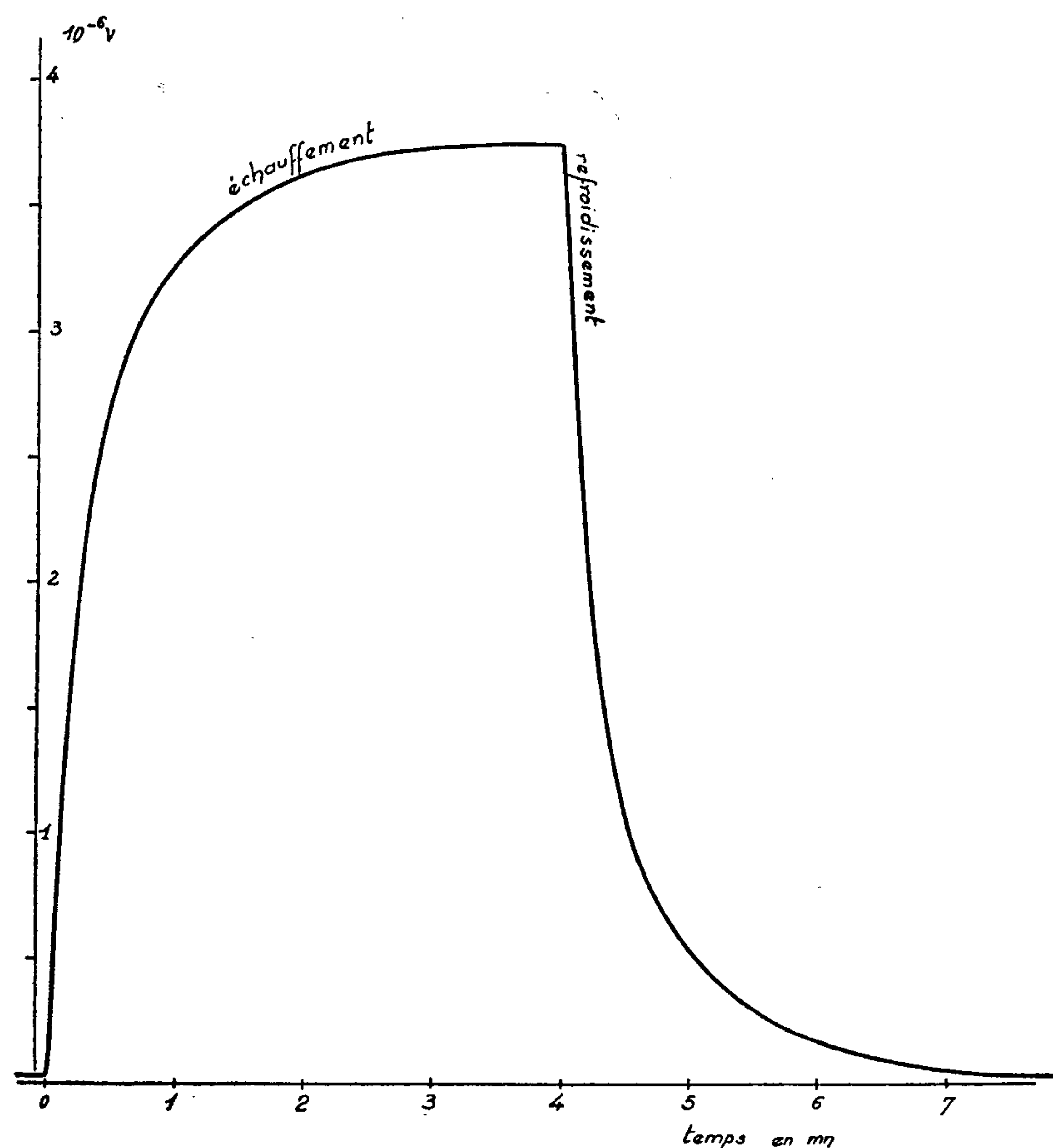


Fig. 1.

Cependant, la constante de temps déterminée à partir des courbes enregistrées, au voisinage de l'origine, oscille autour de 15 s, cette valeur croissant lorsqu'on s'éloigne de l'origine.

Les premiers essais de calorimètre avaient été réalisés avec d'autres cellules Falkenthal et Presser (*fig.* 2) plus épaisses, donc plus lourdes, dont la capacité calorifique atteignait 30 mg. Le calcul de la sensibilité et de la constante de temps, à partir de la détermination des pertes, avait donné 0,026 μV/μW et $\tau = 1$ mn, 20 s, alors que les résultats expérimentaux ont donné 0,0125 μV/μW (ici encore la sensibilité est deux fois plus faible que celle donnée par la valeur théorique) et 1 mn.

En comparant ces résultats, on constate que si le fait de réduire au minimum la capacité calorifique de la cellule, associée à son thermocouple, diminue la constante de temps d'une manière appréciable, la sensibilité reste à peu près la même.

Les courbes sont enregistrées sur un millivoltmètre à potentiomètre asservi

branché à la sortie d'un amplificateur galvanométrique à contre-réaction. Le gain de cet amplificateur est réglable de 10^2 à 10^5 maximum, ce gain étant le rapport entre la tension de sortie et la f. é. m. à vide du couple thermoélectrique.

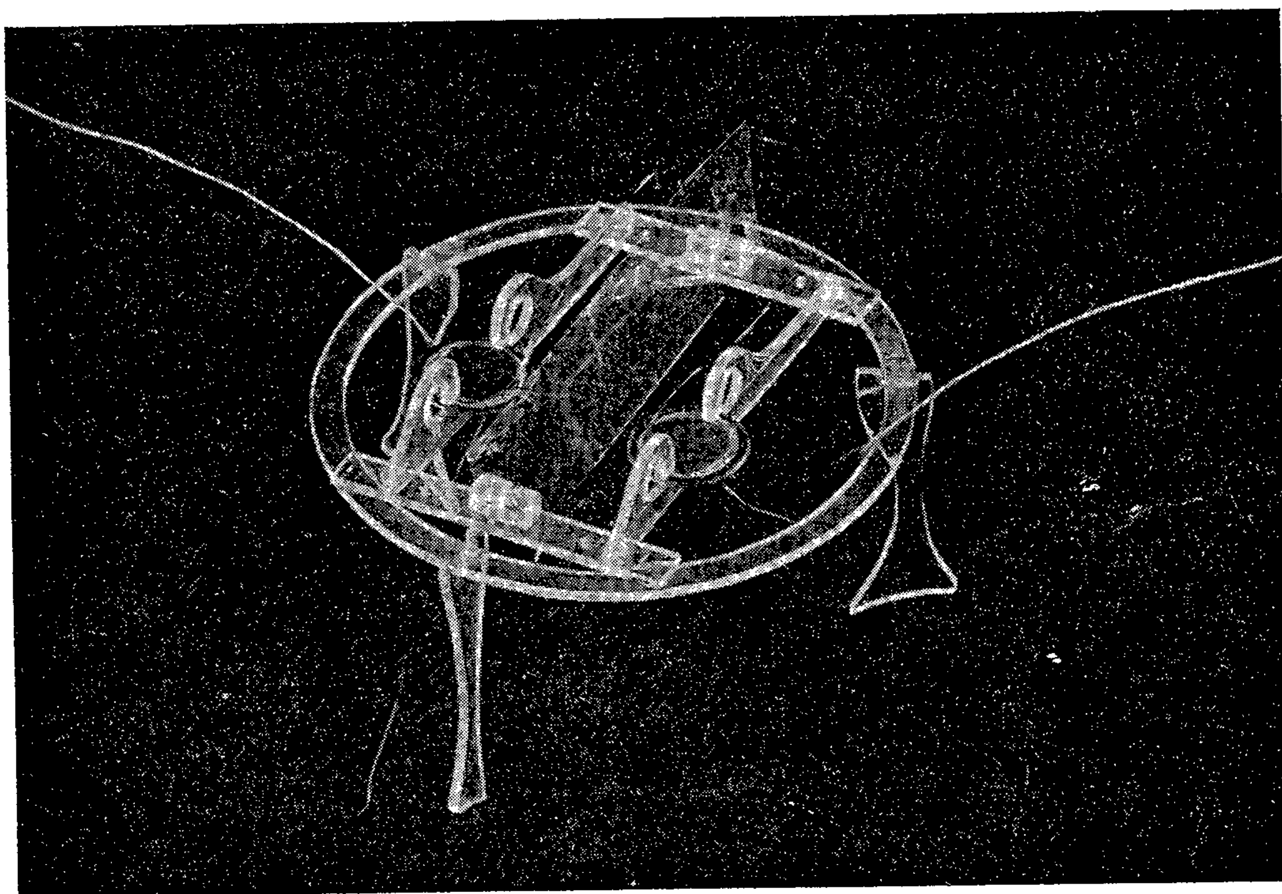


Fig. 2.

La stabilité actuelle de l'ensemble (calorimètre-galvanomètre-amplificateur) permet d'apprécier le demi-microwatt.

(*) Séance du 9 décembre 1957.

(1) E. CALVET, *Microcalorimétrie. Applications physicochimiques et biologiques*, Paris, Masson 1956.

(2) W. SWIETOSLAWSKI, *Microcalorimetry*, New-York, Reinhold Publishing Corp., 1946.

(3) F. LAPORTE, *Étude expérimentale et théorique de l'immersion d'un solide pulvérulent dans un liquide pur. Construction d'un microcalorimètre. Thèse*, Paris, 1949, Masson, p. 23 à 44.

(4) G. LAVILLE, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 1060 et 1195.

(5) J. B. STOTT. *J. Sc. Instr.*, **33**, 1956, p. 58-63.

MAGNÉTISME. — *Domaines élémentaires sur les plans* {100} *de cristaux de ferrite de nickel et sur le plan* (0001) *de cristaux de ferrite de baryum.* Note (*) de M. **MAX PAULUS**, présentée par M. Gaston Dupouy.

Dans un programme général de recherches sur les mécanismes d'aimantation dans les ferrites (1), nous avons étudié les figures de poudre obtenues sur des monocristaux de ferrite de nickel, contenant moins de 0,5 % en poids de cobalt.

L'étude préliminaire de la valeur de l'énergie magnétocristalline, effectuée sur ces monocristaux, a donné $k_1 = 4.10^3$ erg/cm³. Cette valeur positive

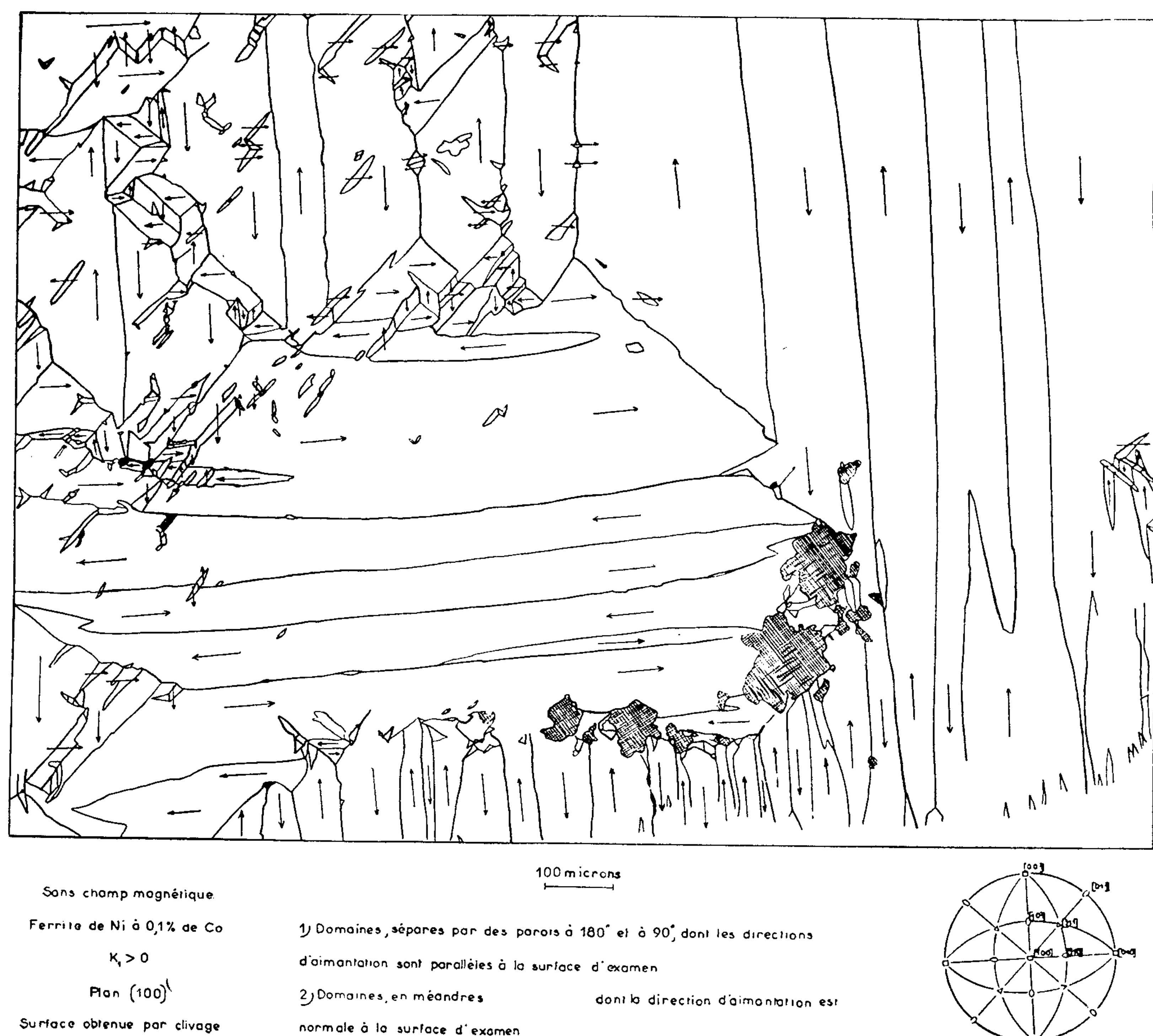


Fig. 2. — Interprétation des figures de la planche 1.

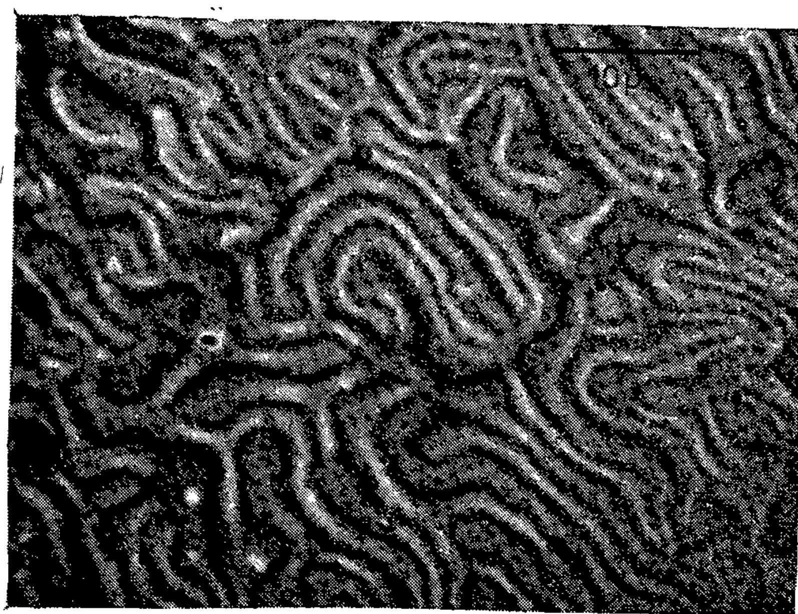


Fig. 4. — Domaines sur le plan (0001) d'un cristal de ferrite de baryum.

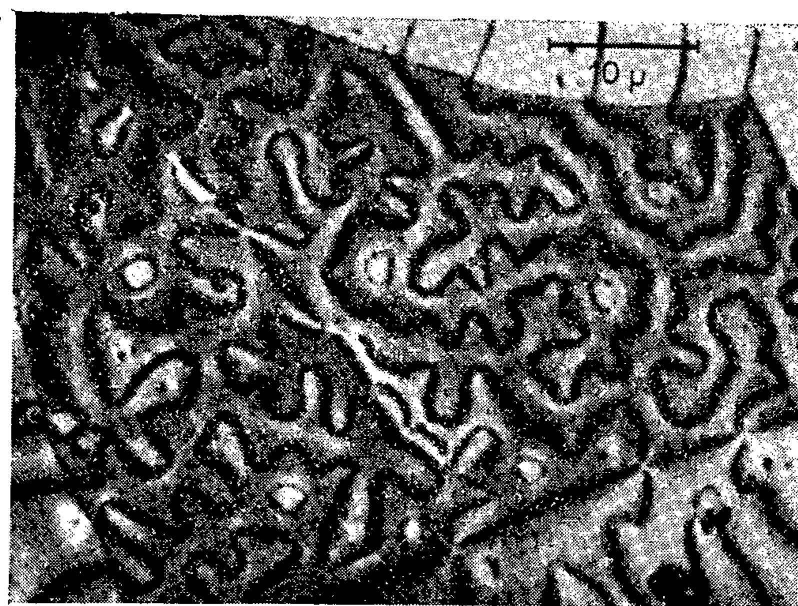


Fig. 5. — Domaines sur les plans (0001) et ($hkj0$) de cristaux de ferrite de bayrum

PLANCHE I.

100 microns

Sans champ magnétique

Ferrite de Ni à 0,1 % de Co.

$K_1 > 0$

Plan (100)

Surface obtenue par clivage.

1°) Domaines, séparés par des parois à 180° et à 90°, dont les directions d'aimantation sont parallèles à la surface d'examen

2°) Domaines, en méandres ,dont la direction d'aimantation est normale à la surface d'examen.

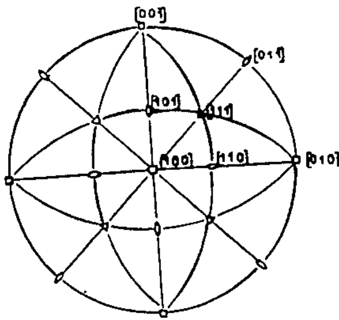
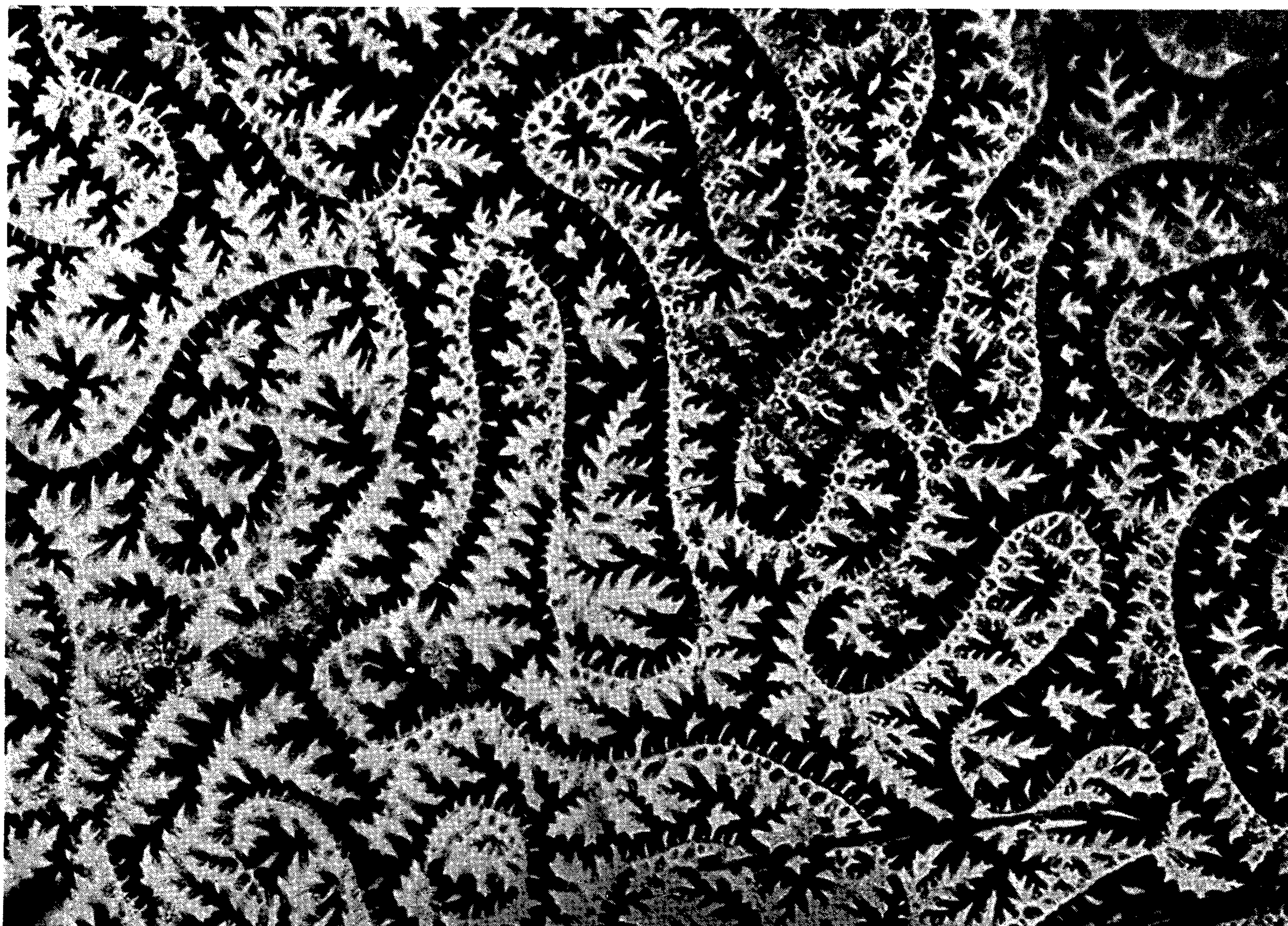


Planche I. — Domaines sur le plan (100) d'un monocristal de ferrite de nickel.



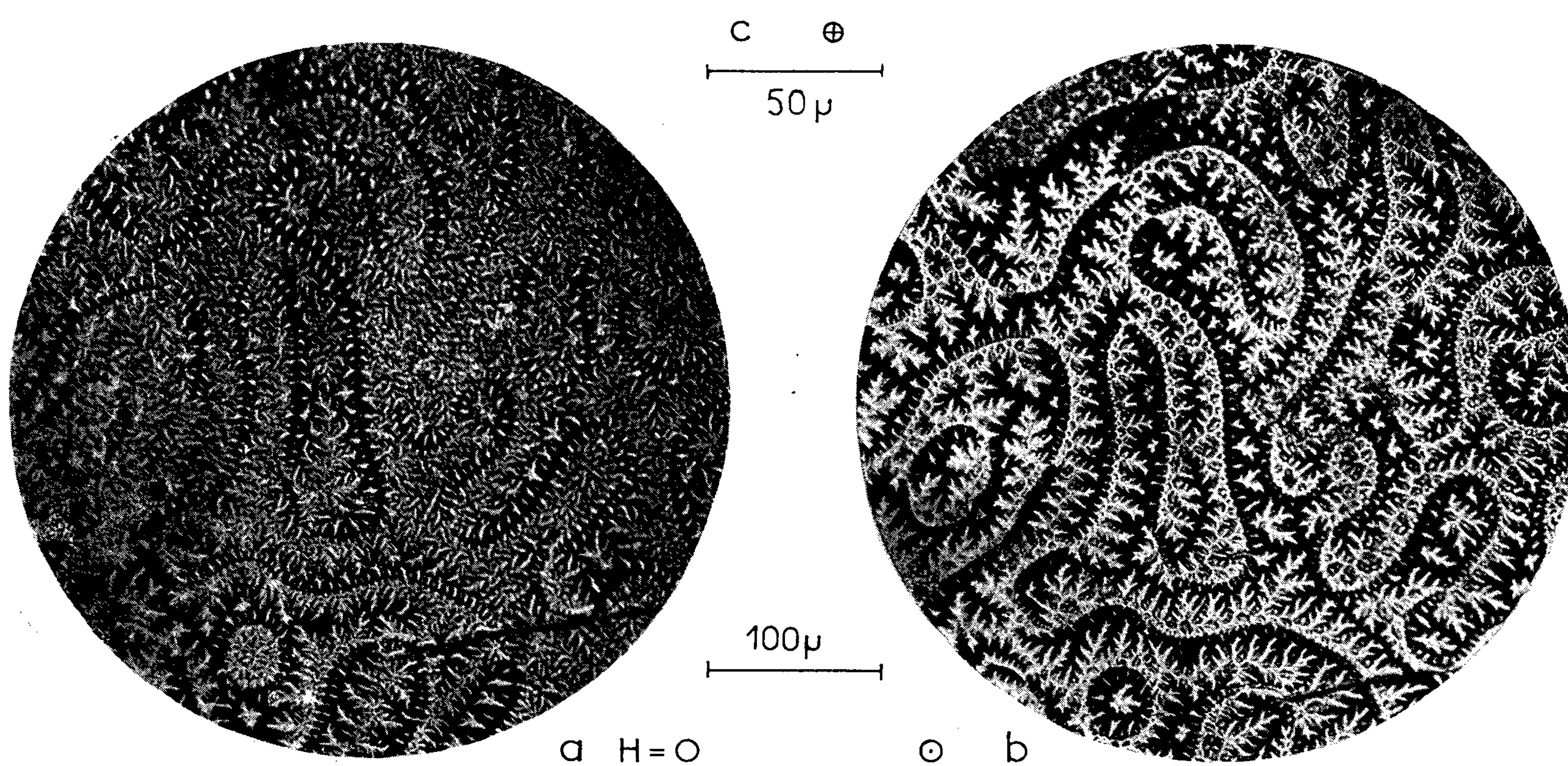


Planche 3. — Domaines en méandres sur un plan { 100 }.
a, sans champ; *b* et *c*, avec champ perpendiculaire au plan d'examen;
les deux microphotographies correspondent à des champs antiparallèles.

de k_1 montre que, pour de faibles teneurs en cobalt, les directions de facile aimantation ne sont pas ⟨111⟩, comme c'est le cas pour les ferrites de nickel sans cobalt, mais ⟨100⟩.

Les surfaces étudiées sont des plans {100}, obtenus par clivage du cristal. Ce n'est que par cette méthode, que nous avons obtenu des figures de poudre de bonne définition et mobiles sous l'action d'un champ magnétique de faible intensité. Tout polissage mécanique conduit à des figures de poudre perturbées, dues aux tensions, et l'attaque chimique altère le poli spéculaire obtenu. Par contre, pour les ferrites de baryum, les méthodes classiques de polissage peuvent alors être utilisées.

Les figures ont été obtenues en déposant une goutte de suspension de magnétite colloïdale sur la surface du cristal [2].

La planche 1 représente l'étude, sans champ magnétique, par neuf microphotographies juxtaposées, d'une surface de 1 × 1,5 mm. La figure 2 donne l'interprétation de la planche 1; la direction et le sens du vecteur aimantation dans chaque domaine y sont indiqués. On remarque, sur la droite du photomontage, de grands domaines, dont les directions d'aimantation sont [001] et son antiparallèle $[00\bar{1}]$, séparés par des parois à 180°. Au centre, d'autres grands domaines, toujours séparés par des parois à 180°, correspondent aux directions d'aimantation [010] et son antiparallèle $[0\bar{1}0]$; le raccord avec les précédents domaines a lieu par des parois à 90°, bien mises en évidence sur la planche 1. En haut et à gauche, on observe des figures plus complexes formées de domaines avec parois à 180 et à 90°. L'interprétation en est donnée sur la figure 2. Vers le bas et un peu sur la droite, quatre zones, mal définies à ce grossissement, correspondent aux domaines dont les directions d'aimantation [100] et son antiparallèle $[\bar{1}00]$ sont perpendiculaires au plan d'examen. Ces figures en méandres représentent des domaines à 180° vus en bout, les vecteurs aimantation de ces domaines sont perpendiculaires au plan de la surface étudiée. Afin d'obtenir plus de détails sur les domaines en méandres, nous les avons mis en évidence (*pl.* 3), sur un cristal différent, mais de même composition, où nous n'avons observé que cette espèce de domaines sur la face (100). Sur les faces (010) et (001) de ce même cristal, les domaines ne sont plus vus en bout, mais se présentent sous forme de bandes, parallèles, avec parois à 180°. Cette différence de comportement entre les deux monocristaux peut s'expliquer par des tensions favorisant l'un des trois axes ⟨100⟩ possibles.

La microphotographie *a* (*pl.* 3) a été prise sans champ magnétique, les deux autres *b* et *c*, avec un champ magnétique normal à la surface. Pour ces deux dernières microphotographies, les figures sont complémentaires l'une de l'autre, le sens du champ appliqué y est inversé.

Les figures en méandres rappellent l'aspect des figures qu'on observe sur le plan perpendiculaire à l'axe sénaire des cristaux uniaxes, tels que le ferrite de baryum (*fig.* 4 et cristal central de la figure 5). L'obtention de ces figures est beaucoup plus facile, malgré leur fort grossissement, que celles d'un ferrite de nickel. On peut observer sur la microphotographie (*fig.* 5), le prolongement des parois des domaines du cristal central, dans les cristaux voisins dont la désorientation semble atteindre $\pi/2$ d'après l'aspect des figures.

Sur les monocristaux de ferrite de nickel, nous n'avons pas mis en évidence de domaines de fermeture au voisinage de la surface, et l'observation de figures sur des plans dont la normale fait un angle variant de 0 à 50° avec la direction d'aimantation, nous a toujours donné le même type de figures en méandres plus ou moins déformées selon l'angle de la normale au plan avec la direction d'aimantation. Nous attribuons ce comportement à la magnétostriction très élevée de ces monocristaux, $\Delta l/l = -250.10^{-3}$ dans les directions $\langle 100 \rangle$ [3], qui rend prépondérante l'énergie magnétoélastique par rapport, en particulier, à l'énergie de champ.

L'étude dynamique de ces figures de poudre, sous l'action d'un champ magnétique, montre que les méandres sont fixes et que seuls les fins détails du motif se modifient. Nous avons rapproché cette remarque des observations faites sur la planche 1, où nous avons mis en évidence un certain nombre de parois fixes qui peuvent séparer des domaines antiparallèles ou parallèles, comme c'est le cas pour la première grande paroi horizontale inférieure, dans sa partie située vers la droite du photomontage. Il s'agit d'un type de parois $k\pi$, qui séparent des domaines parallèles si k est pair, et antiparallèles si k est impair. Cette espèce de paroi fera l'objet d'une publication spéciale.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

(1) Recherches effectuées au Laboratoire du Magnétisme à Bellevue.

(2) R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, 1951.

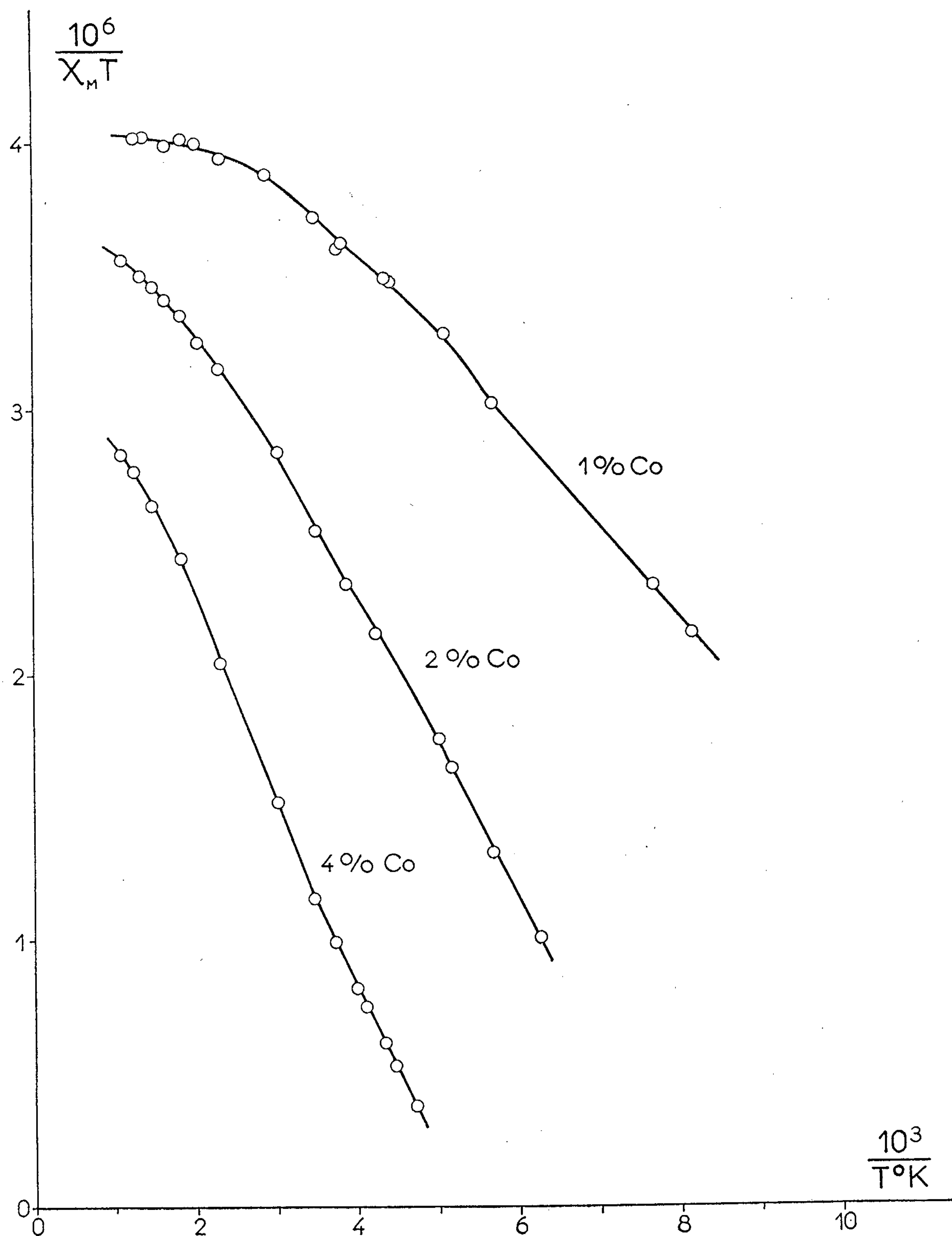
(3) Mesures effectuées par Roger Vautier.

MAGNÉTISME. — *Étude paramagnétique d'alliages dilués palladium-cobalt hydrogénés*. Note de MM. **Jean-Paul Burger** et **Jules Wucher**, transmise par M. Gabriel Foëx.

En saturant d'hydrogène des alliages Pd-Co dilués, on neutralise le moment magnétique du palladium. On trouve pour le cobalt seul un moment voisin de 5,2 μ_B, valeur souvent observée dans les composés de l'ion cobalteux Co^{++}. Les points de Curie paramagnétiques sont sensibles à un excès d'hydrogène.

La plupart des solutions solides étendues de métaux dans le palladium, ont

comme le métal pur, la propriété remarquable d'absorber des quantités notables d'hydrogène. Cette hydrogénation se traduit par la disparition progressive du point de vue magnétique des atomes de palladium porteurs de moments, que nous supposerons passer de l'état $4d^9$ (spin 1/2) à l'état $4d^{10}$ (dépourvu de moment). L'hydrogénation paraît sans influence sur le moment



du métal dissous. Lorsque tous les trous de la couche $4d$ se trouvent ainsi bouchés, l'étude magnétique de l'alliage renseigne immédiatement sur les propriétés magnétiques du métal dissous, le palladium n'intervenant plus que par un faible diamagnétisme.

C'est ainsi que deux solutions solides de manganèse dans le palladium contenant respectivement 4,1 et 7,6 atomes de manganèse pour 100, ont permis après hydrogénation de déterminer le moment atomique du manganèse dissous dans le palladium ([1]). Ce moment, 5,9 μ_B, est celui de l'ion manganeux. Pour les solutions solides hydrogénées, les interactions négatives augmentent linéairement avec la concentration en manganèse.

La présente étude a porté sur trois alliages Pd-Co, dont les compositions déterminées par pesée des constituants, étaient de 1,0, 2,0 et 4,0 atomes de Co pour 100. Avant les mesures, ces alliages ont subi un recuit de 15 h à 960° C sous atmosphère d'argon. Quelques pour-cent de cobalt en solution solide dans le palladium suffisent pour rendre l'alliage ferromagnétique.

En utilisant le diagramme très sensible de Weiss en $1/(\chi_M T)$ et $1/T$ nous avons représenté sur la figure 1 les propriétés paramagnétiques des trois alliages Pd-Co non hydrogénés au-dessous de 1 000° K. Vers les basses températures, les mesures sont limitées par l'approche du ferromagnétisme. L'allure de ces courbes n'étant pas simple, il est difficile d'en déduire les propriétés magnétiques des constituants. En vue de préciser le moment atomique du cobalt, nous avons hydrogéné ces trois alliages par électrolyse dans un bain acidulé. La quantité d'hydrogène absorbée est déterminée par pesée au 1/100e de milligramme avant et après hydrogénation. Dans le tableau suivant sont rassemblés les résultats des mesures en dessous de 300° K pour divers alliages hydrogénés.

$Pd_{99}Co_1H_{68,8}$.

T° K.	$(\chi_M - 20)$.	$(\chi_M + 20)$ (T-18).
285,5	133,1	0,0356
177	224,5	0,0357
242	158,8	0,0356

$Pd_{98}Co_2H_{65,9}$.

T° K.	$(\chi_M - 20)$.	$(\chi_M + 20)$ (T-40).
289	280,5	0,0693
169	539,5	0,0685
99,5	1171	0,0673
178,5	511,6	0,0698
205,5	420,7	0,0688
241,5	350,0	0,0698

$Pd_{98}Co_2H_{72,3}$.

T° K.	$(\chi_M + 20)$.	$(\chi_M + 20)$ (T-32).
290	266	0,0686
205	388	0,0671
164	519	0,0685
210	386	0,0687
235	338	0,0686
274,5	283	0,0686

$Pd_{96}Co_4H_{50,8}$.

T° K.	$(\chi_M + 20)$.	$(\chi_M + 20)$ (T-177).
289	1 155	0,1294
205,5	4 625	0,1318
240	2 064	0,1300
268	1 425	0,1296

$Pd_{96}Co_4H_{56,2}$.

T° K.	$(\chi_M + 20)$.	$(\chi_M + 20)$ (T-100).
284,5	699	0,1290
249,5	866	0,1295
218	1 096	0,1293

Ces alliages ont une teneur en hydrogène voisine de celle qui est nécessaire

pour boucher les 0,65 trous de la couche $4d$ du palladium. Les valeurs calculées en admettant en outre que le cobalt perd deux électrons sont respectivement $Pd_{99}Co_1H_{63}$, $Pd_{98}Co_2H_{61,1}$ et $Pd_{96}Co_4H_{57,2}$. Ils obéissent dans l'intervalle de températures des mesures à des lois de Weiss.

En divisant les constantes de Curie expérimentales par le titre atomique on obtient respectivement :

$$\frac{0,0356}{0,01}=3,56, \qquad \frac{0,069}{0,02}=3,45 \qquad \text{et} \qquad \frac{0,13}{0,04}=3,25,$$

ce qui correspond à des moments de 5,3, 5,2 et 5,1 μ_B pour le cobalt dilué dans le palladium. Ces valeurs ont été couramment observées pour l'ion cobalteux Co^{++} dans le chlorure, le sulfate, le pyrophosphate, etc.

La variation du point de Curie paramagnétique des alliages hydrogénés (+ 18 pour 1 % de cobalt, + 32 et + 42 pour 2 % de cobalt et + 100 et + 177 pour 4 % de cobalt) fait l'objet d'études complémentaires. En hydrogénant au-delà de la valeur nécessaire pour neutraliser les atomes de palladium, θ diminue jusqu'à prendre des valeurs négatives en relation avec une dilatation probable du réseau initial.

OPTIQUE CORPUSCULAIRE. — *Réalisation d'une source de protons a arc basse tension.* Note de M. **Daniel Porte**, présentée par M. Louis de Broglie.

1. Description. — *a. Source.* — C'est une source de Penning modifiée par l'adjonction d'un filament de tungstène chauffé servant de source primaire d'électrons ionisants (*fig.* 1). Un électroaimant fournit un champ magnétique axial et ses pièces polaires sont les cathodes de la source. L'anode est un anneau de graphite centré sur les pièces polaires par deux cylindres de stéatite, dont l'un laisse passer les entrées de chauffage du filament. Un orifice est percé au centre de la pièce polaire opposée au filament et sert à l'extraction axiale des ions. L'autre pièce polaire porte l'entrée de l'hydrogène et un orifice pour une jauge de Pirani. Voici les caractéristiques définitives :

Longueur de la chambre de décharge	40 mm
Diamètre intérieur de l'anode	15 »
Courant électronique primaire en l'absence d'ionisation	jusqu'à 0,5 A
Champ magnétique	0 à 2 000 gauss

b. Extraction. — Derrière l'orifice d'extraction (diamètre 5 mm, longueur 5 mm), une électrode portée à un potentiel négatif variable de 0 à 15 kV extrait les ions de la chambre de décharge et les accélère vers un cylindre de Faraday de grand diamètre, muni d'un anneau de garde polarisé négativement.

2. Conditions de fonctionnement de l'arc. — Les électrons émis par le filament sont accélérés par le champ électrique de l'anode et ionisent le gaz par choc. Le champ magnétique axial retarde la diffusion des élec-

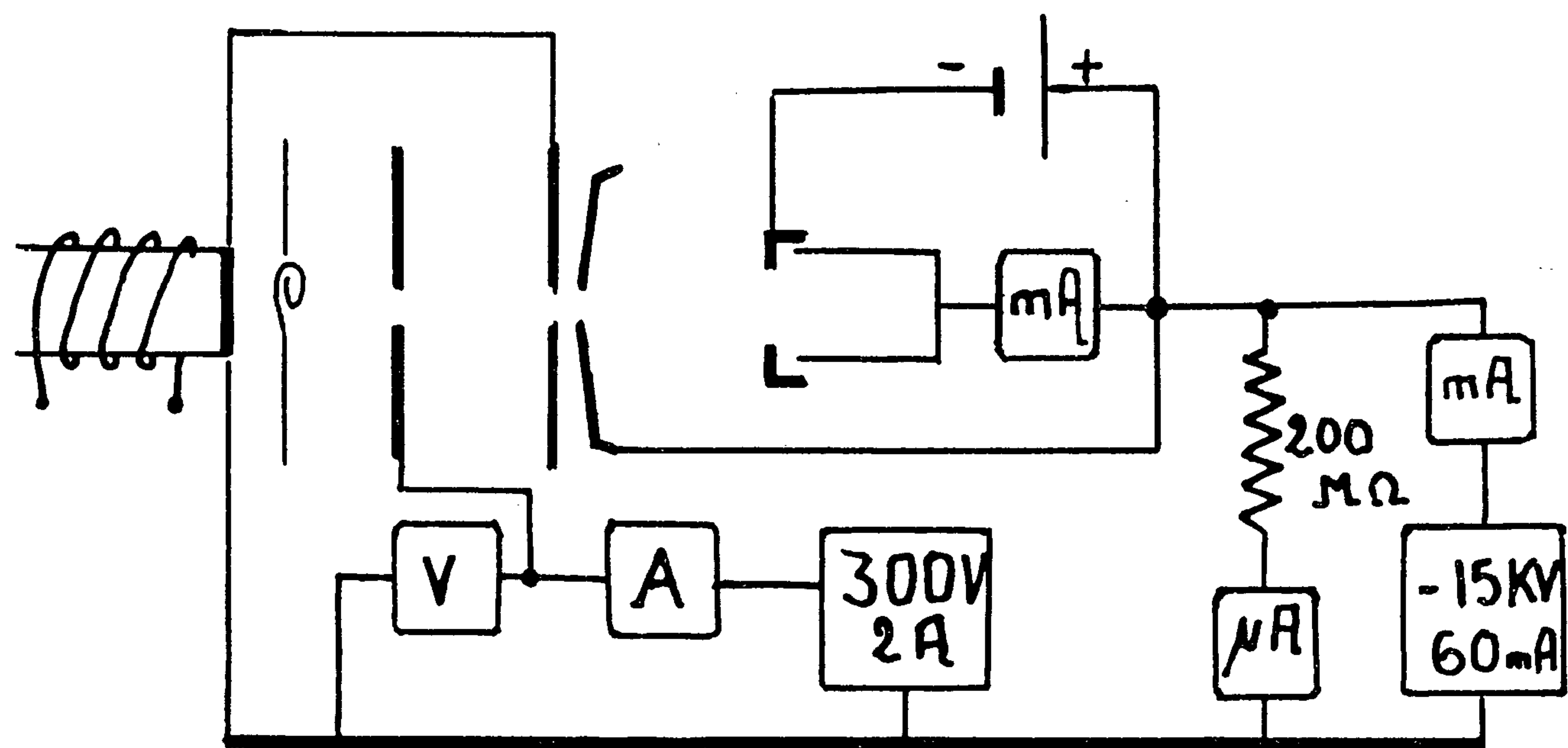


Fig. 1.

trons vers l'anode et permet la formation d'un arc stable à des pressions aussi basses que 5.10^{-3} mm Hg (pression minima d'amorçage avec la géométrie de la source) et des champs magnétiques allant de 500 à 1500 gauss.

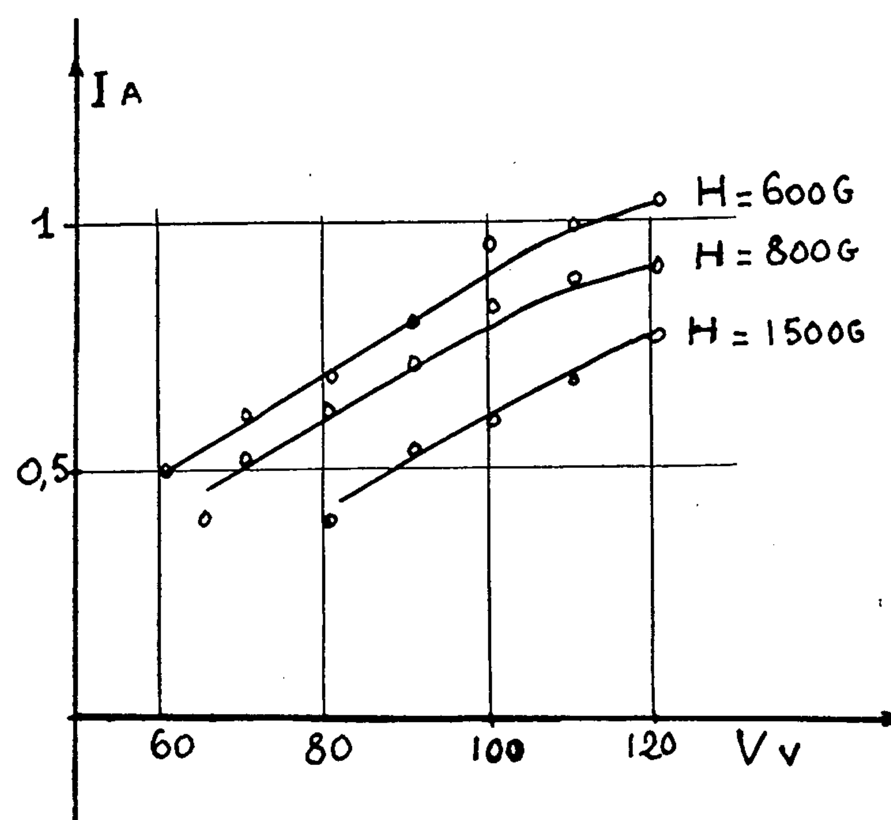


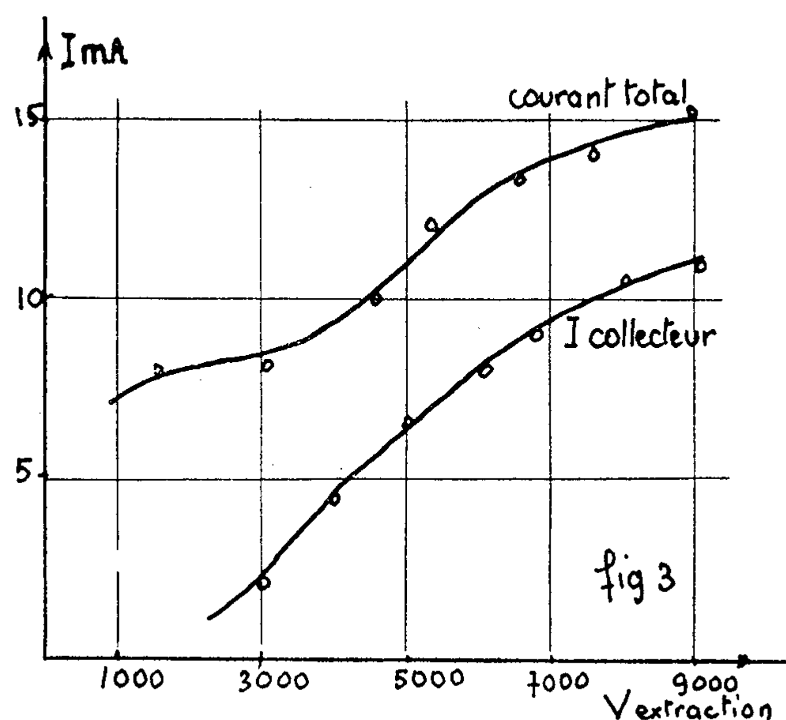
Fig. 2.

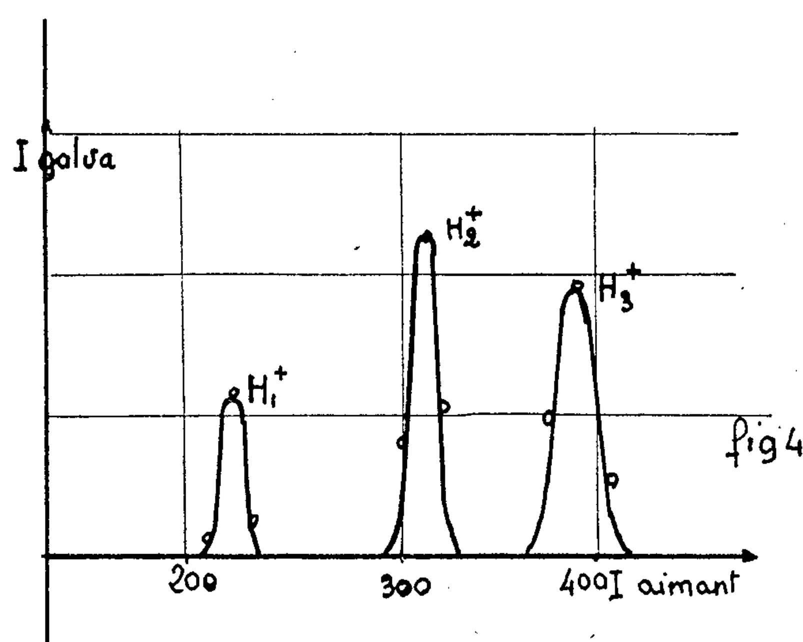
Les différents paramètres dont dépend le fonctionnement de l'arc sont le chauffage du filament, la pression et le champ magnétique. La figure 2 donne l'allure des caractéristiques $I = f(V)$. Pour un champ magnétique

donné, le courant d'arc croît rapidement avec la pression. Celle-ci toutefois ne peut dépasser 10^{-2} mm Hg, au-dessus de laquelle l'installation de pompage devient insuffisante pour assurer un bon vide dans la partie utile. Dans la gamme de pression précisée ci-dessus, le courant d'arc maximum est obtenu pour des champs magnétiques de 5 à 600 gauss.

Une caractéristique intéressante est la tension d'amorçage de l'arc; elle croît avec le champ magnétique, décroît et lorsque la pression croît, sans jamais dépasser 200 V.

3. CARACTÉRISTIQUES DU FAISCEAU D'IONS. — Le courant d'extraction étant limité par la charge d'espace [1] et l'orifice d'extraction étant un cylindre de longueur L et de diamètre D, le courant maximum qu'on peut extraire de la source est en $V_{max}^{3/2}(D/L)^2$; V_{max} étant déterminée par les caractéristiques de la source haute tension (15 kV), on peut jouer seulement sur D et L, reliées d'autre part par une condition imposée par la vitesse





de pompage de l'installation de vide. Le débit D_0 de celle-ci doit être supérieur au débit de l'orifice d'extraction ($D_0 > kD^3/L$). Si on suppose L fixé, on obtient $I_{max} = Cte/D^4$. Il faut donc diminuer D et L. Toutefois, si L est trop faible, le faisceau qui sort de la source a une ouverture trop grande et une partie importante du faisceau vient frapper l'électrode d'extraction. Celle-ci émet alors F, des électrons secondaires et des claquages s'établissent avec la cathode. Le meilleur résultat a été obtenu pour les grandeurs suivantes :

Diamètre de l'orifice d'extraction	5 mm
Longueur de l'orifice d'extraction	5 »
Distance de l'électrode d'extraction à la cathode	4 »

La figure 3 donne l'allure des courbes donnant la tension d'extraction en fonction du courant collecteur. Le courant d'arc doit être maintenu à

un niveau suffisant pour éviter une influence du système d'extraction sur l'arc. Le courant résiduel sur l'électrode d'extraction empêche de monter la tension au-dessus de 10 000 V, provoquant des claquages et même l'allumage d'un arc parasite entre l'électrode d'extraction et la cathode.

Le courant maximum utile est de 11 mA sous 10 000 V, l'ouverture du faisceau derrière l'électrode accélératrice étant de $\pm 10^{\circ}$ environ.

4. Analyse magnétique. — Nous avons analysé le faisceau à l'aide d'un petit électroaimant (*fig.* 4). Le courant d'ions déviés est reçu sur une cage de Faraday et mesuré avec un galvanomètre. Les raies de H_1^+, H_2^+ et H_3^+ sont nettement séparées. La pression dans la source, le champ magnétique, l'intensité du courant extrait et même l'intensité du courant d'arc ne font pas varier sensiblement les résultats obtenus (*fig.* 4) :

H_1^+	17 %	H_3^+	28 %
H_2^+	34 %	N_2^+ et autres	20 % env.

([1]) Thonemann, *Progress in Nuclear Physics*, Londres, 3, 1953, p. 224.

OPTIQUE. — *Sur le caractère aléatoire de l'absorption des photons.* Note de M. **Ernest Baumgardt**, présentée par M. Louis de Broglie.

Si l'on atténue suffisamment un flux lumineux d'énergie constante dirigé sur un récepteur photoélectrique, soit par des filtres, soit par des réflexions répétées, on peut rendre aussi petit qu'on le désire le nombre de photons qui l'atteignent par unité de temps. On constate alors que ce nombre n'est point constant, mais fluctue.

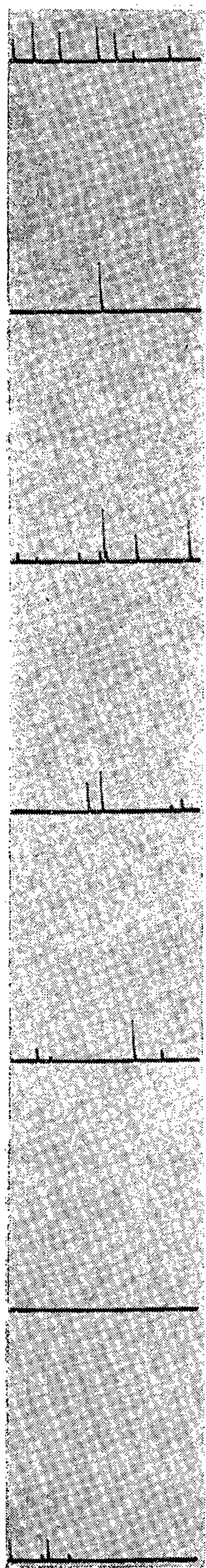
La probabilité qu'un photon émis par la source atteigne le récepteur et y déclenche l'émission d'un électron, est dans ce cas très faible ($< 10^{-10}$ dans nos expériences). Cela permet de prévoir que la distribution des électrons émis obéit à la loi de Poisson, souvent appelée « loi des petits nombres » :

$$P_k = e^{-m}\frac{m^k}{k!}.$$

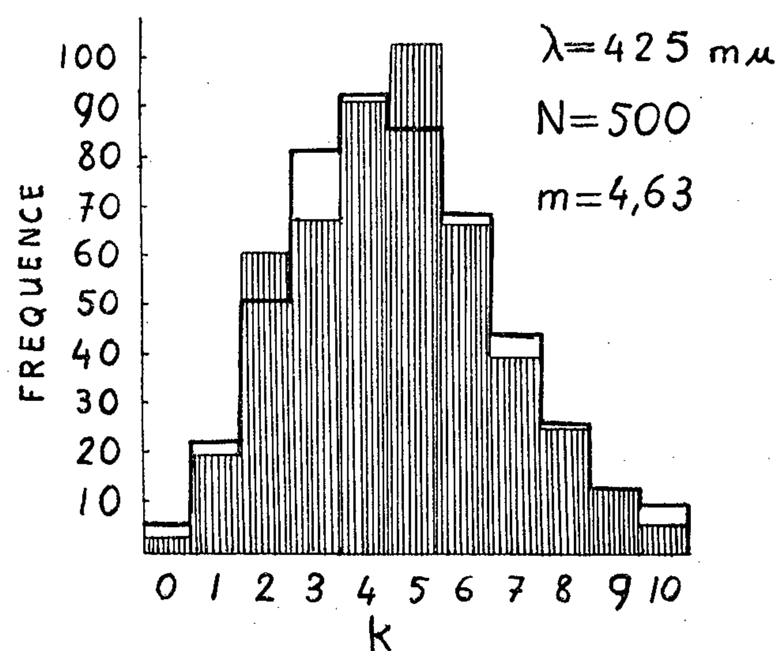
où m est le nombre moyen d'électrons émis, k le terme général de la série des nombres entiers positifs comprenant le terme zéro, et P_k la probabilité que dans une expérience particulière, k électrons soient émis.

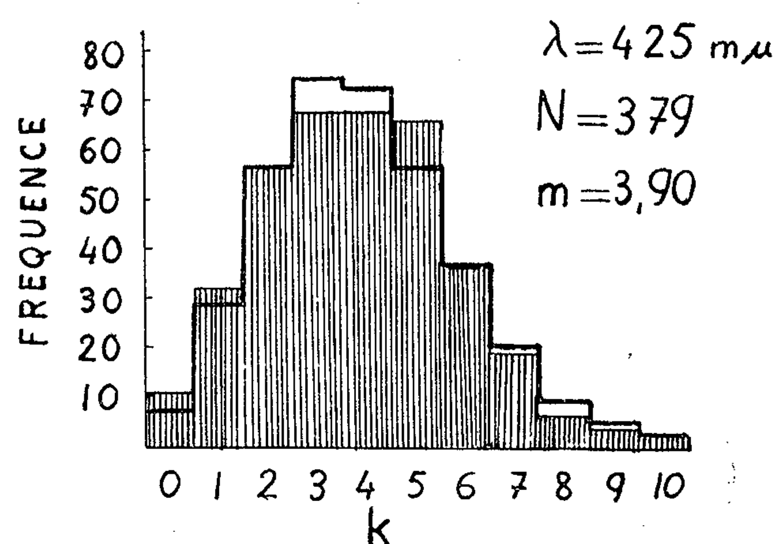
On n'a jamais mis en doute que l'émission et l'absorption des photons soient des processus aléatoires, de sorte que l'émission électronique primaire d'un récepteur photoélectrique doive obéir à la loi de Poisson. Il nous a pourtant paru digne d'intérêt de chercher à en fournir une preuve expérimentale. Cela est devenu possible grâce aux amplifications consi-

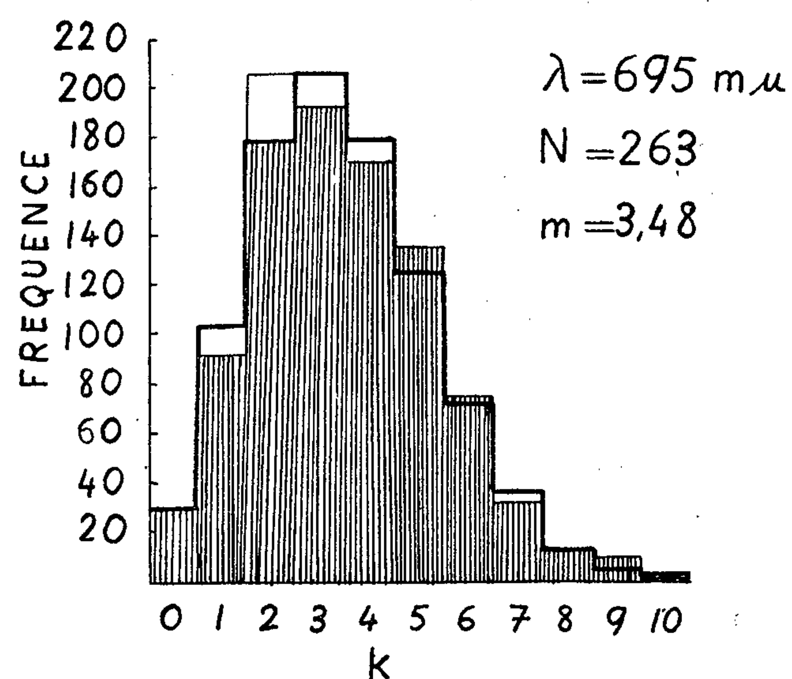
dérables que permet l'emploi des multiplicateurs d'électrons. Nous devons à M. Lallemand, astronome de l'Observatoire de Paris, de disposer d'une cellule à photocathode du type antimoine-césium suivie d'un multiplicateur



Spécimen d'enregistrement. A chaque signal correspond un photon absorbé. Émission lumineuse constante.







A rayures, distribution expérimentale; trait épais, distribution théorique; N, nombre total de clichés; λ, longueur d'onde; $k = 0, 1, 2, 3, \ldots$; m, moyenne du nombre de signaux par cliché.

d'électrons de vingt étages. Avec un gain moyen de l'ordre de 5.10^7, cette cellule présente un bruit de fond extraordinairement faible; refroidie aux environs de — 70° au moyen de neige carbonique, elle n'émet que 8 électrons/s en moyenne. Dans ces conditions, on peut l'utiliser pour enregistrer des photons isolés.

La lumière émise par une lampe à ruban de tungstène est rendue parallèle avant son passage à travers un coin photométrique neutre, un filtre à interférences et un second filtre neutre. Après diffusion par deux verres opalins consécutifs, une faible fraction du flux résiduel est réfléchie sur la photocathode par une surface de verre aluminé. La sortie de la cellule est reliée à un oscillographe cathodique à entrée ohmique assurant un gain de 3.10^3. Le gain total moyen est donc de l'ordre de $1,5.10^{11}$.

Le passage du faisceau lumineux est contrôlé par un obturateur rotatif à secteur. Au début de ce passage, toutes les 5 s, une petite cellule photoélectrique auxiliaire déclenche un balayage unique du spot de l'oscillographe cathodique, de sorte que chaque électron émis pendant ce balayage (durée 10 ms) se manifeste sur l'écran fluorescent sous forme d'une déviation quasi verticale.

Nous avons pris quelques 1 800 clichés en opérant partie en lumière de 445 mμ, partie en lumière de 695 mμ de longueur d'onde. Le rendement de la cellule est de l'ordre d'un électron par neuf photons pour 445 mμ, mais seulement une très faible fraction de cette valeur pour 695 mμ.

On voit que les signaux sont de longueur très inégale bien qu'ils représentent chacun un seul électron émis à la suite de l'absorption d'un photon unique. Cela provient de ce que l'amplification au sein du multiplicateur d'électrons est elle-même un phénomène aléatoire. En effet, il faut tenir compte des probabilités qu'un électron émis par la photocathode atteigne sa cible dans 20, 19, 18, ... étages. Si, en moyenne, un électron émis par la photocathode provoque à la sortie du multiplicateur d'électrons une cascade de 5.10^7 électrons, un électron particulier peut subir une amplification beaucoup plus faible ou beaucoup plus élevée.

Les graphiques permettent de comparer les fréquences d'apparition de k signaux par cliché aux fréquences théoriques déduites de la loi de Poisson, grâce à la connaissance de la moyenne m observée. L'application du test χ^2 confirme que la distribution des fréquences observées est parfaitement compatible avec l'hypothèse de la distribution aléatoire selon la loi de Poisson.

OPTIQUE. — *Détermination expérimentale des facteurs de réflexion et de transmission ainsi que de l'absorption de lames minces autocomprimées de bleu organol.* Note (*) de MM. **Renaud Rinaldi, René Boyer** et Mlle **Yvette Bernard**, transmise par M. Jean Cabannes.

La technique utilisée par l'un de nous (1) en vue de l'étude des propriétés optiques de couches monomoléculaires stratifiées, formées par un corps organique absorbant, a été reprise afin de déterminer les facteurs optiques d'une série de lames minces autocomprimées de « bleu vif organol ».

Ce corps est la 1-méthylamino-4-paratoluilaminoanthraquinone. Purifié par chromatographie, il se présente cristallisé sous forme d'aiguilles bleues noires. Très soluble dans le benzène et la pyridine, il est insoluble dans l'eau à la surface de laquelle il donne un film du type solide. Les molécules sont alors orientées par la présence de deux groupements aminés hydrophiles. L'étude de la compression de ce film à l'aide d'un manomètre superficiel a montré qu'on ne pouvait atteindre des valeurs supérieures à 20 dynes/cm, car en poussant plus loin la compression on obtient une chute de la pression par « collapse » du film. D'autre part, si l'on forme la couche monomoléculaire en présence d'un faible excès de solution de bleu organol, l'excès constitue un amas de microcristaux tridimensionnels; la couche est alors autocomprimée, et la pression limite qu'on atteint ainsi spontanément est de l'ordre de 7 dynes/cm.

Les mesures optiques ont été faites sur une série de 45 lames minces. Ces lames minces comprenant de 1 à 45 couches monomoléculaires autocomprimées et superposées sur une lame support en quartz légèrement prismatique. Les expériences ont consisté à mesurer, en incidence normale, les facteurs de réflexion R de la lame dans l'air, et R' de la lame dans le support, ainsi que le facteur de transmission T en fonction des longueurs d'onde. L'absorption A a été déduite de ces mesures.

On a ensuite tracé pour chacune de ces lames, et pour des longueurs d'onde comprises entre 3 600 et 6 850 Å, les courbes donnant R, R', T et A en fonction de la longueur d'onde.

De plus, pour quatre longueurs d'onde déterminées, soit 6 600, 5 890, 5 090 et 3 980 Å, on a tracé les courbes représentant ces différents facteurs en fonction du nombre de couches.

Résultats. — 1° L'ensemble des courbes représentant, en fonction de la longueur d'onde, le facteur de réflexion R dans l'air des différentes lames montre que l'allure du tracé apparaît progressivement quand on passe de 1 à 6 couches superposées. Cette allure reste ensuite la même pour toutes les lames comprenant de 6 à 45 couches (*fig.* 1). La première de

ces courbes est, en effet, parallèle à celle qui représente le facteur de réflexion du support prismatique de quartz, tandis que la sixième a pris la forme définitive, le minimum se présentant encore à 4 250 Å pour les lames suivantes (*fig.* 2). Il en est de même pour R′ et T qui montrent un maximum autour de 5150 Å. D'allure symétrique, les courbes d'absorption présentent un minimum vers les mêmes longueurs d'onde.

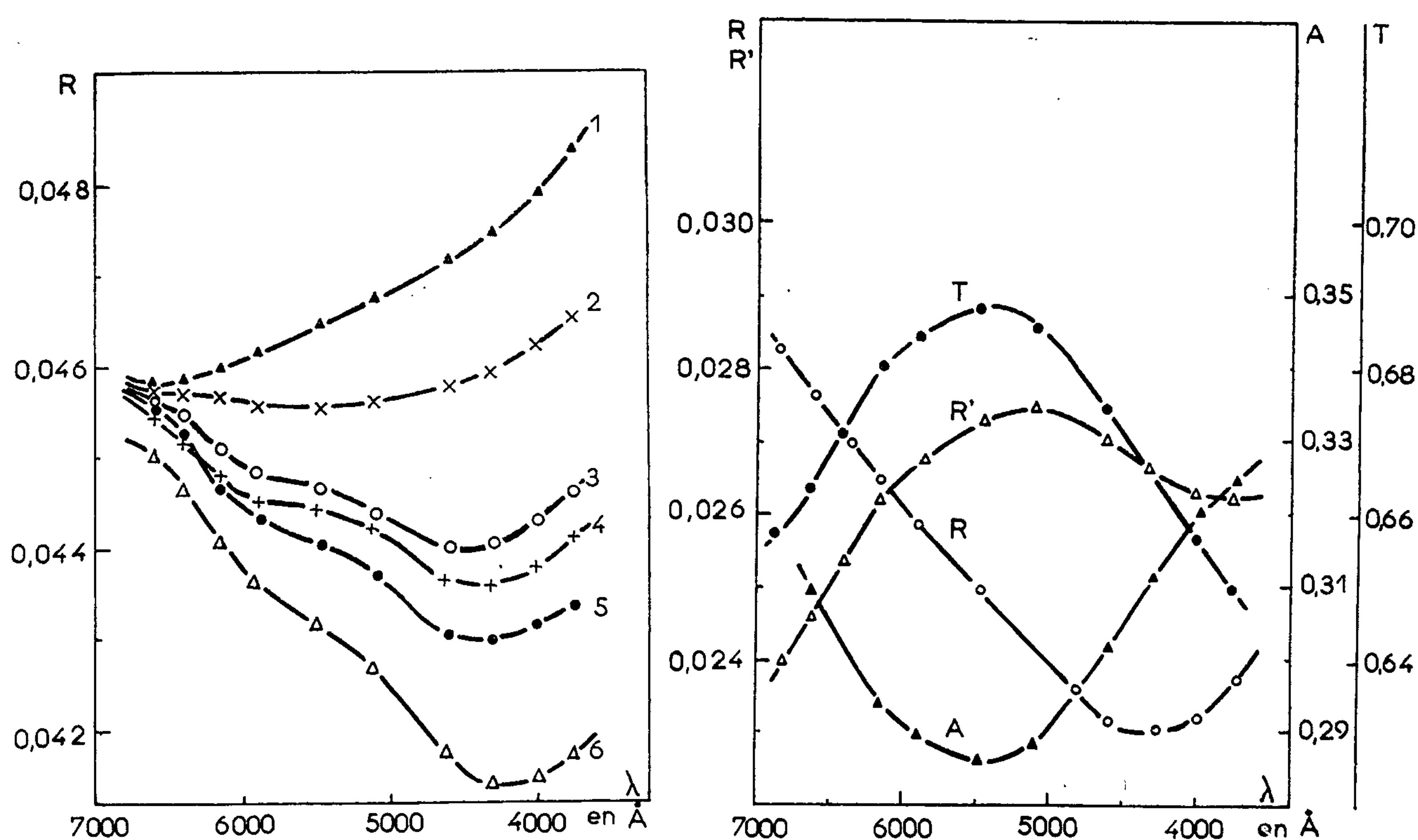


Fig. 1 Fig. 2.

Fig. 1. — Variation de R en fonction de la longueur d'onde pour des lames comprenant de une à six couches monomoléculaires superposées.

Fig. 2. — Variation de R, R′, T et A en fonction de la longueur d'onde pour une lame formée par la superposition de 50 couches monomoléculaires.

2° Pour chacun des facteurs R, R′, T et A, les courbes, tracées en fonction de l'épaisseur pour les longueurs d'onde 6 600, 5 890 et 3 980 Å, ont la même allure générale. Nous avons représenté (*fig.* 3) celles qui correspondent à 5 090 Å, les autres étant très voisines. Les valeurs des facteurs de réflexion R et R′, et de transmission T, diminuent continuellement en fonction du nombre de couches constituant la lame étudiée, tandis que l'absorption augmente régulièrement tout en restant toujours faible.

Conclusions. — Cette étude montre, d'une part que le « bleu vif organol est un corps peu absorbant donnant des lames dont l'effet « antireflet » est surtout marqué pour une longueur d'onde de 4 250 Å. D'autre part, les courbes donnant R, R′ et T tracées en fonction du nombre de couches pour une longueur d'onde déterminée présentent de très légères oscillations. Beaucoup moins marquées que celles obtenues précédemment avec des couches non comprimées d'hémine [2], ces oscillations, que nous avions

attribuées à l'état lacunaire des lames, semblent montrer que l'autocompression ne donne pas des couches parfaitement homogènes. Ce résultat est en accord avec celui qu'on obtient dans l'étude du potentiel de surface sur le fait que l'idée de couches monomoléculaires solides n'implique pas forcément celle d'une structure solide et homogène ([3]).

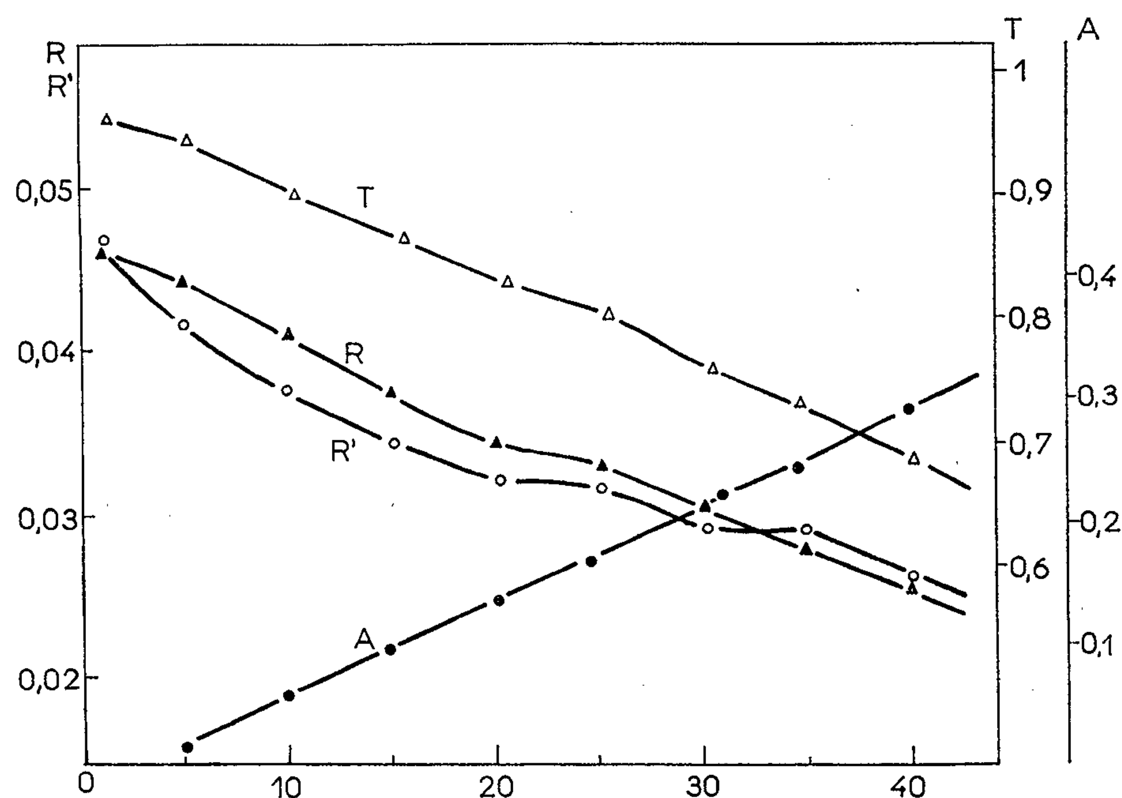


Fig. 3. — Variation de R, R', T et A en fonction du nombre de couches pour la longueur d'onde 5 090 Å.

Toutefois, ces courbes nous paraissent assez régulières, et par conséquent, les lames bleu organol suffisamment homogènes, pour permettre de déterminer simultanément les indices de réfraction et d'extinction, ainsi que l'épaisseur des couches monomoléculaires, en employant la méthode de D. Malé ([4]).

(*) Séance du 4 décembre 1957.

([1]) R. Rinaldi, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 61.

([2]) R. Rinaldi et S. Rosi, *Phys. Rad.*, **17**, p. 997, 1956.

([3]) A. E. Alexander, *J. Chem. Soc.*, **2**, 1937, p. 1813.

([4]) D. Malé, *Comptes rendus*, **230**, 1950; p. 1549 et **235**; 1952, p. 1630; *Ann. Phys.*, **3**, 1954, p. 10.

OPTIQUE. — *Variations, en fonction de l'épaisseur, du pouvoir réflecteur dans l'ultraviolet lointain, de couches minces de fluorure de magnésium.* Note (*) de Mlle **Denise Fabre**, présentée par M. Eugène Darmois.

On étudie les variations du pouvoir réflecteur dans l'ultraviolet lointain de couches de fluorure de magnésium évaporé, dont les épaisseurs sont comprises entre 350 et 8700 Å. On observe des phénomènes d'interférence, ainsi qu'une augmentation du pouvoir réflecteur avec le temps.

Le pouvoir réflecteur du fluorure de magnésium a fait l'objet de plu-

sieurs travaux dans le visible et le proche ultraviolet, principalement en raison de son intérêt dans la préparation des couches multiples [1], [2]. Les seules mesures faites dans l'ultraviolet sont, à notre connaissance, les mesures de transmission de Schneider et O'Bryan [3], qui ont trouvé une bande d'absorption vers 1300 Å. Il nous a semblé intéressant de compléter ces mesures par une étude du pouvoir réflecteur dans l'ultraviolet lointain.

Les couches étudiées ont été préparées par évaporation thermique sous vide à partir d'une gouttière de molybdène à une température un peu inférieure à la température de fusion ($T_f = 1395°$ C). L'expérience nous a, en effet, montré que l'évaporation à une température plus élevée favorise la formation de gros cristallites, et de couches fortement diffusantes; en outre, il semble se produire dans ce cas, une légère attaque du molybdène.

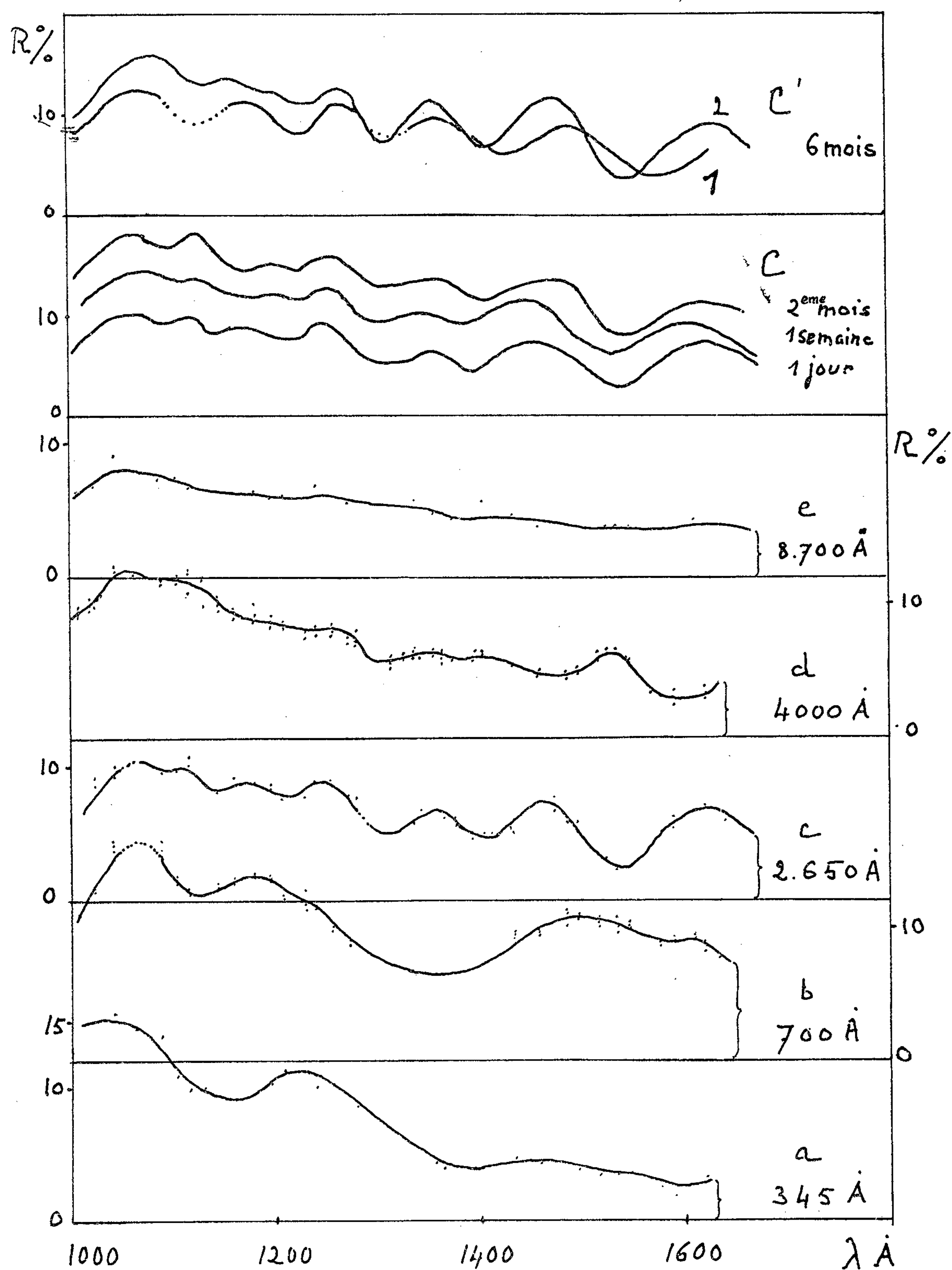
L'examen par diffraction des électrons d'une couche de quelques centaines d'angströms déposée sur film de zapon, indique une structure partiellement cristalline.

Les épaisseurs (de 300 à 8 000 A) ont été mesurées suivant un procédé interférentiel classique [4] et les mesures de pouvoir réflecteur ont été faites sous une incidence de 18° au moyen d'un appareillage précédemment décrit [5] et permettant actuellement d'obtenir une précision de $\pm$ 6 % dans la région de Schumann.

Les résultats relatifs au pouvoir réflecteur (22 couches étudiées) sont rassemblés sur la figure ci-contre, où chaque courbe est reliée par une accolade à l'origine des ordonnées correspondantes.

La diversité d'aspect des courbes obtenues pour différentes épaisseurs peut être interprétée par l'existence de phénomènes d'interférence. En effet, pour les faibles épaisseurs (courbe *a*) l'influence du support de verre est évidente, et d'autre part, le trajet optique est insuffisant pour permettre la formation de plusieurs extrema de pouvoir réflecteur dans le domaine spectral étudié. Lorsque l'épaisseur croît, on voit apparaître sur la couche et se resserrer des maxima et des minima qui ne correspondent pas, nécessairement, à des extrema du pouvoir réflecteur pour la longueur d'onde considérée. Puis l'amplitude des variations diminue sous l'influence de l'absorption, particulièrement importante dans la région des courtes longueurs d'onde [3]. L'allure pseudo-sinusoïdale des courbes obtenues est irrégulière, et atténuée par suite de l'influence de la dispersion du fluorure de magnésium (et peut-être également du support de verre), qui peut favoriser la formation d'extrema fictifs [6]. Pour les épaisseurs relativement élevées (courbe *e*) l'absorption devient très importante dans toute la région étudiée, et l'on peut considérer la courbe obtenue comme représentant le pouvoir réflecteur intrinsèque du fluorure de magnésium. Il est à remarquer qu'on observe [7] dans les couches de fluorure de magné-

sium, de fortes tensions mécaniques, croissant avec l'épaisseur; la préparation de couches évaporées sur « zapon », en vue de mesures d'absorption, est délicate, par suite des ruptures de la surface provoquées par ces efforts.



Ces tensions produisent vraisemblablement une inhomogénéité qui peut être à l'origine de la diminution d'ensemble du pouvoir réflecteur observée sur les couches épaisses (courbe *e*).

D'une manière générale, pour une épaisseur donnée, on peut remarquer une croissance du pouvoir réflecteur vers les courtes longueurs d'onde,

c'est-à-dire dans la région où se trouve la bande d'absorption précédemment signalée par Schneider (3) et que nous avons observée, en étudiant des couches évaporées sur des grilles recouvertes de zapon.

Contrairement aux observations faites sur les métaux, pour lesquels le vieillissement s'accompagne d'une diminution du pouvoir réflecteur dans l'ultraviolet lointain, on constate ici une augmentation de ce dernier. Les courbes C et C′ représentent l'évolution en fonction du temps de la même couche *c*. Ceci est en accord avec les observations faites dans le visible et le proche ultraviolet par différents auteurs qui constatent une augmentation du pouvoir réflecteur et de l'indice avec le temps (1). Après 6 mois (C'_1), le pouvoir réflecteur avait un peu baissé par rapport à sa valeur au cours du deuxième mois. Après nettoyage à l'éther de pétrole on observe une faible augmentation (C'_2). Le léger décalage des extrema et l'amortissement des variations mettent en évidence la formation d'un dépôt superficiel semi-transparent.

Des mesures d'absorption sont en cours, afin de compléter les données de Schneider.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

(1) *J. Phys. Rad.*, 11, 1950, p. 461.

(2) HOLLAND, *Vacuum Deposition of thin films*, London, 1956.

(3) E. G. SCHNEIDER et H. M. O'BRYAN, *Phys. Rev.*, 61, 1947, p. 293.

(4) F. A. MC NALLY, *J. Opt.*, *Soc. Amer.*, 43, 1953, p. 540.

(5) Mme S. ROBIN, *Rev. Opt.* 33, 1954.

(6) G. KOPPELMANN et K. KREBS, *Z. Phys.*, Bd. 145, 1956, p. 486.

(7) O. S. HEAVENS et S. D. SMITH, *J. Opt. Soc. Amer.*, 47, 1957, p. 469.

(8) J. F. HALL et W. F. C. FERGUSON, *J. Opt. Soc. Amer.*, 45, 1956, p. 74.

OPTIQUE MOLÉCULAIRE. — *La diffusion de la lumière par des macromolécules en chaînes en solution dans un bon solvant.* Note de M. **HENRI BENOIT**, transmise par M. Gabriel Foëx.

On montre l'effet des interactions à longue distance sur la répartition angulaire de la lumière diffusée par les solutions macromoléculaires. Grâce à cette étude on peut caractériser ces interactions et, ceci étant fait, généraliser à ces chaînes tous les résultats obtenus pour les chaînes de Gauss.

On sait que l'étude de la répartition angulaire de l'intensité lumineuse diffusée par une solution de macromolécules permet de déterminer les dimensions et la forme des molécules en solution et dans certains cas leur polydispersité.

Debye (1), par exemple a pu calculer complètement l'intensité diffusée en fonction de l'angle θ entre le faisceau incident et le faisceau diffusé pour des solutions de chaînes de Gauss toutes identiques. Le résultat qu'il obtient

s'exprime par la formule

$$\frac{I(\theta)}{I(o)} = P(\theta) = \frac{2}{u^2}(u - 1 + e^{-u}),$$

où I(θ) est l'intensité diffusée à l'angle θ et I(o) la valeur obtenue en extrapolant cette dernière à angle nul et où

$$u = h^2 \overline{R}^2,$$

en posant $h = (4\pi/\lambda)\sin\theta/2$ (λ, longueur d'onde de la lumière utilisée) et en appelant $\overline{R}^2$ le rayon de giration moyen des molécules dissoutes.

La courbe obtenue en portant, comme on le fait habituellement, $P^{-1}(\theta)$ en fonction de $\sin^2\theta/2$ ou de u est très caractéristique; sa concavité est dirigée vers le haut et elle se confond rapidement avec son asymptote d'équation

$$y = \frac{u}{2} + \frac{1}{2}.$$

On a pu généraliser ce résultat aux milieux polydispersés ([2]) : la courbe obtenue dans ce cas a toujours une asymptote et la détermination de sa position fournit des indications très utiles, en particulier la valeur moyenne en nombre du poids moléculaire des molécules en solution ou le nombre de ramifications ([2]), ([3]).

Toutes ces propriétés ont été démontrées dans le cas idéal de la chaîne de Gauss.

On sait, depuis les travaux de Flory ([4]) Zimm, Stockmayer et Fixmann ([5]), que cette hypothèse est loin d'être toujours réalisée et n'est vraie que dans un petit nombre de solvants que Flory a appelés solvants Θ. Dans le cas général $\overline{L^2}$ varie en fonction du degré de polymérisation de N suivant une loi à laquelle de nombreux travaux expérimentaux permettent de donner la forme

$$\overline{L^2} = b^2 N^{\mu},$$

où b et μ sont deux paramètres dépendant du couple soluté solvant. μ est toujours compris entre un (cas de la chaîne de Gauss c'est-à-dire du solvant Θ) et une valeur de l'ordre de 4/3.

Nous avons essayé de généraliser, au cas où μ est différent de 1, les résultats obtenus sur la chaîne de Gauss, et ceci en utilisant une méthode légèrement différente de celle que propose Peterlin ([6]). Un calcul rigoureux étant impossible, nous admettons que, bien que le carré moyen de la distance entre deux chaînons ne soit plus proportionnel au nombre des chaînons, la loi de probabilité qui régit la répartition entre deux chaînons est une loi de Gauss. Cette hypothèse jointe au fait que le nombre N des chaînons est grand conduit à écrire

$$P(\theta) = \frac{2}{N^2}\int_0^N (N-p)\, e^{-\frac{h^2 \overline{l_p^2}}{6}}\, dp,$$

où $\overline{l}_p^2$ est le carré moyen de la distance entre les extrémités d'une chaîne de degré de polymérisation p, c'est-à-dire la quantité b^2p^μ.

En posant $v = h^2b^2N^\mu/6$ et $\lambda = 1/\mu$, il vient

$$P(\theta) = \frac{2\lambda}{v^\lambda}\int_0^v \left[1 - \left(\frac{y}{v}\right)^\lambda\right] e^{-y} y^{\lambda-1}\, dy.$$

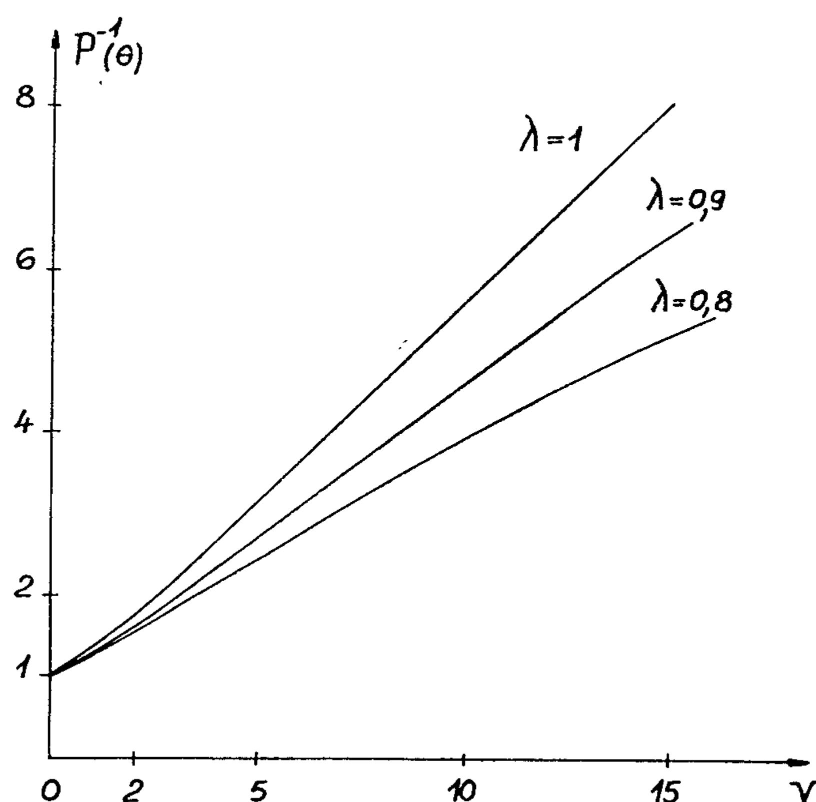
Cette intégrale n'est pas calculable; elle se présente sous la forme d'une différence de deux fonctions γ incomplètes, ce qui permet d'en donner des expressions approchées. Pour les petites valeurs de v, on a

$$P(\theta) = 1 - \frac{2\lambda^2}{(\lambda+1)(2\lambda+1)}v + (-1)^p \frac{v^p}{p!}\frac{2\lambda^2}{(\lambda+p)(2\lambda+p)}$$

et pour les grandes valeurs de v (6),

$$P(\theta) = \frac{2\lambda}{v^\lambda}\Gamma(\lambda) - \frac{2\lambda}{v^{2\lambda}}\Gamma(2\lambda) + \frac{2\lambda^2}{v^2}e^{-v}\left[1 + \frac{3(\lambda-1)}{v} + \ldots\right],$$

où Γ représente la fonction γ.



On retrouve bien pour $\lambda = 1$ la formule classique de Debye. Nous avons tracé à titre d'exemple les courbes $P^{-1}(\theta)$ fonction de v pour les valeurs $\lambda = 0,9$ et $0,8$; elles diffèrent assez nettement de la courbe correspondant à $\lambda = 1$; en particulier elles présentent un point d'inflexion et leur concavité est dirigée vers le bas.

La courbe $P^{-1}(\theta)$ fonction de v ou de $\sin^2\theta/2$ n'admet plus d'asymptote, mais admet pour courbe asymptotique la courbe d'équation

$$y = \frac{v^\lambda}{2\lambda\Gamma(\lambda)} + \frac{1}{2\lambda}\frac{\Gamma(2\lambda)}{[\Gamma(\lambda)]^2}.$$

Dans le cas extrême où $\lambda = 1/2$ notre modèle n'a plus grand sens; en effet le fait pour $\overline{L^2}$ de croître comme N^2 indique qu'il s'agit d'un bâtonnet, ce qui rend parfaitement inadéquate l'hypothèse selon laquelle c'est la loi de Gauss qui régit la probabilité des distances entre deux points. Pourtant la loi asymptotique obtenue par notre calcul a la même forme que la loi exacte obtenue directement (7). De plus, les coefficients numériques ne sont pas très différents, ce qui semble bien indiquer que l'erreur introduite par notre hypothèse doit être négligeable pour les valeurs usuelles de λ.

D'un point de vue expérimental on voit que la connaissance de $P(\theta)$ permet la détermination de λ. En effet, si l'on utilise la représentation $\log P(\theta)$ fonction de $\log \sin^2 \theta/2$ les points s'aligneront pour les fortes valeurs de θ sur une droite de pente λ. Comme on peut le vérifier, ce fait est indépendant de la polydispersité de l'échantillon.

Cette méthode semble plus rapide et plus commode que l'étude de la viscosité intrinsèque en fonction de la masse, bien qu'elle soit limitée aux polymères de grandes dimensions.

Enfin, ayant déterminé λ, on peut utiliser la représentation $P^{-1}(\theta)$ fonction de $(\sin^2 \theta/2)^{\lambda}$. Avec cette représentation on a une asymptote rectiligne dont la détermination fournit exactement les mêmes résultats que dans le cas des chaînes de Gauss.

(1) P. Debye, *J. Phys. Coll. Chem.*, 51, 1947, p. 18.
(2) H. Benoit, *J. Pol. Sc.*, 11, 1953, p. 503.
(3) H. Benoit, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 533.
(4) P. J. Flory, *Principles of Polymer Chemistry* (Cornell University Press, Ithaca, New-York, 1953).
(5) B. H. Zimm, W. H. Stockmayer et M. Fixmann, *J. Chem. Phys.*, 21, 1953, p. 1716.
(6) A. Peterlin, *Makromol. Chem.*, 9, 1953, p. 244.
(7) A. Holtzer, *J. Pol. Sc.*, 17, 1955, p. 432.

SPECTROSCOPIE. — *Spectres infrarouges des mélanges d'acide bromhydrique et de divers gaz comprimés : perturbation des bandes de* Br H *et fréquence de combinaison entre* BrH et H_2. Note de MM. **Roger Coulon** et **Vu Hai**, transmise par M. Eugène Darmois.

L'action de divers gaz comprimés sur la bande fondamentale de BrH, comme sur celle de Cl H ou de FH, s'avère spécifique; N_2 induit un maximum central intense à l'emplacement de la branche Q, inactive dans BrH pur. Dans les mélanges H_2 — BrH à forte teneur en BrH, on observe la combinaison intermoléculaire $\nu_{H_2} + \nu_{BrH}$ à 6 720 cm^{-1}.

Les perturbations des bandes fondamentales de ClH (1), (2) et FH (3), assez semblables entre elles diffèrent selon le gaz compresseur, tandis que la bande fondamentale de CO (2) reste peu affectée. Il semble donc que le

moment polaire de la molécule active, ainsi d'ailleurs que la polarisabilité de la molécule étrangère, pourrait jouer un rôle important dans le processus de cette absorption d'un type nouveau ([4]).

En vue de compléter ces données, il nous a paru intéressant d'étudier BrH. Nous avons utilisé du gaz commercial à 99,1 % ([5]), comprimé par des gaz (N_2, H_2, A) du type commercial le plus pur. L'appareillage, déjà décrit ([1]), ([3]), se compose d'une cuve en acier inoxydable de 25 mm d'épaisseur munie de fenêtres de Corindon, capable de travailler sous 1 000 atm, et d'un « compresseur thermique » ([6]). Le spectromètre infrarouge utilisé est un Perkin Elmer 12 C double passage quelque peu modifié ([7]), muni d'un prisme de LiF.

Les figures 1 et 2 représentent la variation du coefficient d'extinction $\varepsilon = (1/l)\log_{10}(I_0/I)$, en fonction du nombre d'ondes, pour différentes densités des gaz perturbateurs, dans le cas de N_2, A et H_2.

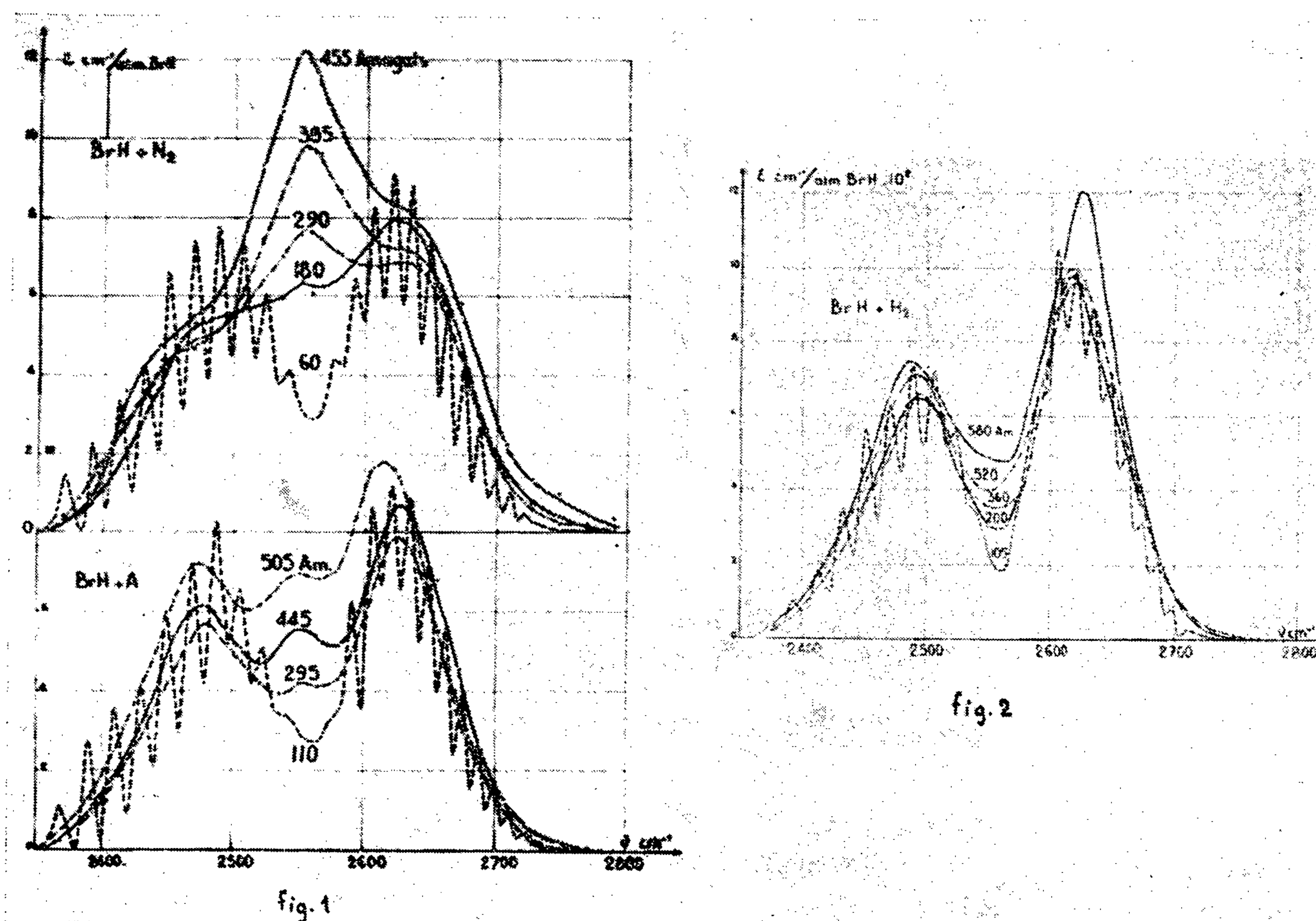
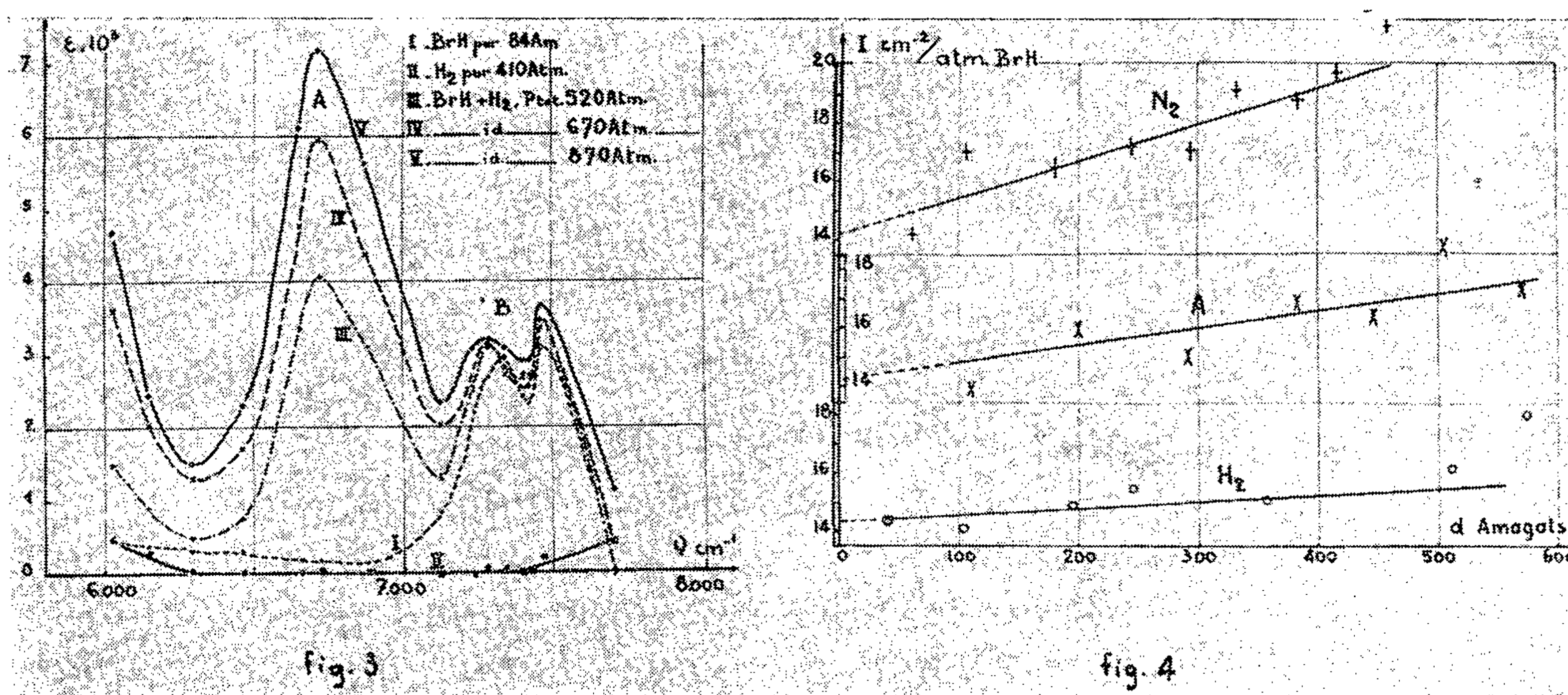


Fig. 1. Fig. 2.

On notera la similitude des résultats avec ceux obtenus sur ClH et FH, en particulier l'apparition, dans le cas de l'azote, du même maximum central intense près de l'emplacement de la branche Q inactive. Par ailleurs, l'amorce d'un phénomène identique avec l'argon laisse penser qu'il pourrait être général, mais n'apparaître qu'à des densités plus ou moins élevées suivant la nature du gaz perturbateur. L'hydrogène modifie moins la bande; il provoque seulement un comblement progressif au centre, et laisse subsister plus longtemps la structure de rotation.

L'étude du premier harmonique de BrH, centré à 5 029 cm^{-1}, perturbé par N_2 et A conduit à des observations analogues.

La figure 3 représente la variation de l'intensité totale de la bande ($I = \int_{\text{bande}} \varepsilon(\nu)\, d\nu$, en $cm^{-2}.atm^{-1}$) en fonction de la densité du gaz étranger. L'intensité de l'absorption induite par les divers gaz étrangers augmente plus ou moins vite avec leur densité : c'est ce que traduisent les différences de pentes des droites obtenues.



L'extrapolation à densité nulle doit donner l'intensité absolue de la bande non perturbée, d'où l'on peut tirer une valeur de $(d\mu)/(dr)_{r=r_0}$, variation du moment électrique avec la distance internucléaire au voisinage de l'équilibre.

Nos expériences qui ne sont pas faites dans le but de mesurer cette grandeur, ne permettent certainement pas une bonne précision.

Indiquons cependant que nous trouvons $(d\mu)/(dr) = 0,46 . 10^{-10}$ u.é.s. Penner et Weber ([8]), par une méthode similaire limitée aux basses pressions (50 atm) ont trouvé $(0,56 \pm 0,08) . 10^{-10}$ u.é.s., tandis que récemment Schurin et Rollefson ([9]) par des mesures de dispersion dans l'infrarouge ont donné $(0,48 \pm 0,02) . 10^{-10}$ u.é.s.

Par ailleurs, les spectres des mélanges BrH — H_2 contenant une forte quantité de BrH laissent voir une nouvelle bande d'absorption du même type que celle observée dans les mélanges ClH — H_2 ([10]).

La figure 4 montre, pour une densité de BrH de 84 Amagats comprimé avec H_2 jusqu'à une pression totale de 870 atm, cette bande intense, dont le maximum est pointé à 6 720 cm^{-1} (A sur la figure). Ce chiffre concorde bien avec la somme des fréquences fondamentales de BrH (2 559 cm^{-1}) et H_2 (4 155 cm^{-1}) soit 6 714 cm^{-1}. On peut comparer l'intensité de cette bande avec celle du deuxième harmonique de BrH (B sur la figure) et remarquer que celui-ci n'est pratiquement pas affecté par l'addition de H_2 comprimé. Ceci incite à penser

que les modifications observées dans la région du deuxième harmonique de ClH ([10]) vers 8 080 cm^{-1}, pourraient être plutôt dues à un effet de ClH sur le premier harmonique induit de H_2. La structure observée dans cette région dans H_2 pur comprimé résulterait de la superposition de deux types d'absorption ([11]) : l'harmonique proprement dit, et la combinaison intermoléculaire lors du choc entre deux molécules subissant chacune la transition fondamentale. Seul le premier phénomène, où les chocs hétérogènes interviennent aussi bien, serait affecté par l'addition de ClH : il correspond bien à la région 8 080 cm^{-1}. Le même phénomène se manifeste dans d'autres mélanges contenant H_2 ([12]).

(1) R. Coulon, B. Oksengorn, S. Robin et B. Vodar, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1481.
(2) R. Coulon, L. Galatry, B. Oksengorn, S. Robin et B. Vodar, *J. Phys. Rad.*, 15, 1954, p. 58.
(3) R. Coulon, B. Oksengorn et B. Vodar, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 964.
(4) L. Galatry et B. Vodar, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1072.
(5) The Matheson Co. East Ruthefod N. J.
(6) S. Robin, *Thèse*, Paris, 1951, (*J. Chim. Phys.*, 48, 1951, p. 145).
(7) R. Coulon, *J. Phys. Rad.*, 16, 1955, p. 343.
(8) S. S. Penner et D. Weber, *J. Chem. Phys.*, 21, 1953, p. 649.
(9) B. Schurin et R. Rollefson, *J. Chem. Phys.*, 26, 1957, p. 1089.
(10) R. Coulon, J. Robin et B. Vodar, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 956.
(11) H. L. Welsh, M. F. Crawford, J. C. F. Mc Donald et D. A. Chisholm, *Phys. Rev.*, 83, 1951, p. 1264.
(12) R. Coulon et Vu-Hai, *Comm. Colloque Hautes Pressions*, Bellevue, juillet 1957 (sous presse).

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *Mesure, par la résonance magnétique, de « durées de cohérence » sur les isotopes* ^{199}Hg *et* ^{201} Hg. Note (*) de Mlle **Françoise Boutron**, MM. **Jean-Pierre Barrat** et **Jean Brossel**, transmise par M. Jean Cabannes.

Quand on étudie le niveau 6^3P_1 des isotopes pairs du mercure par les méthodes de la résonance magnétique ([1]) les mesures de largeur de raie conduisent à la détermination d'une « durée de cohérence » T_e qui est plus longue que la durée de vie τ du niveau ([2]) : on constate que les raies s'affinent quand le nombre d'atomes de mercure par centimètre cube croît (T_e fonction croissante de N, *fig.* 1 et 2, courbe I). Le phénomène est dû à la diffusion multiple de la raie 2537 Å par la vapeur de mercure, diffusion qui se produit de façon indépendante pour chaque isotope. Aux très basses densités de vapeur, T_e tend vers τ, qui a la même valeur ($1,18.10^{-7}$ s) pour tous les isotopes pairs du mercure ([2]).

La méthode de Hanle ([3]) de dépolarisation magnétique en champ très faible

donne de même une mesure de « durée de cohérence » et la valeur trouvée expérimentalement est exactement T_e (4). Notons que cette coïncidence est prévue par la théorie (5) dont nous donnons ci-dessous certaines conclusions.

Les résultats qui suivent sont relatifs aux niveaux hyperfins $F=3/2$ de ^{199}Hg (spin nucléaire $I=1/2$; $g_{F=3/2}=1$) et $F=5/2$ de ^{201}Hg (spin nucléaire $I=3/2$; $g_{F=5/2}=3/5$). La fréquence choisie était 14,48 Mc/s. en sorte que les champs résonants valaient respectivement 10,34 gauss (^{199}Hg) et 17,23 gauss (^{201}Hg), la résonance des isotopes pairs ($g_J=3/2$) étant observée à 6,89 gauss.

De ceci résultent les deux conséquences suivantes :

a. Les champs résonants relatifs aux isotopes pairs et à ^{199}Hg ou ^{201}Hg sont si voisins que les raies de résonance magnétique se recouvrent partiellement; cela rend les déterminations de largeurs délicates.

Les concentrations isotopiques des mélanges utilisés sont données ci-dessous.

Isotope.......	204	202	201	200	199	198
Mélange I.....	1 %	4,2 %	2,4 %	11,4 %	73,1 %	8 %
Mélange II....	1,2 %	17,3 %	72 %	5,6 %	2,7 %	1,4 %

La source excitatrice était une lampe type Meggers contenant le mélange I pour les mesures sur ^{199}Hg $F=3/2$, et une lampe contenant du ^{204}Hg à 98 % pour les mesures sur ^{201}Hg $F=5/2$ [dans ce dernier cas, on utilisait la coïncidence accidentelle de deux composantes hyperfines de la raie 2537 Å (6)].

Dans le cas de l'étude sur ^{199}Hg la résonance des isotopes pairs était très intense et la dissymétrie de la raie observée rendait toute mesure de largeur impossible. Nous avons éliminé en grande partie cet effet en interposant sur le trajet de la lumière excitatrice trois cuves à absorption contenant ^{198}Hg et ^{202}Hg à 98 % et ^{200}Hg à 90 %. La résonance des isotopes pairs ne disparaît pas complètement mais elle est considérablement affaiblie. Une correction, qui est décrite en détail dans la référence (7), permet alors d'éliminer les effets de l'asymétrie résiduelle.

Dans le cas de l'étude sur ^{201}Hg, seul l'isotope pair ^{204}Hg est excité dans la cellule; sa résonance est assez éloignée de celle de ^{201}Hg pour qu'il suffise d'employer une méthode de correction analogue.

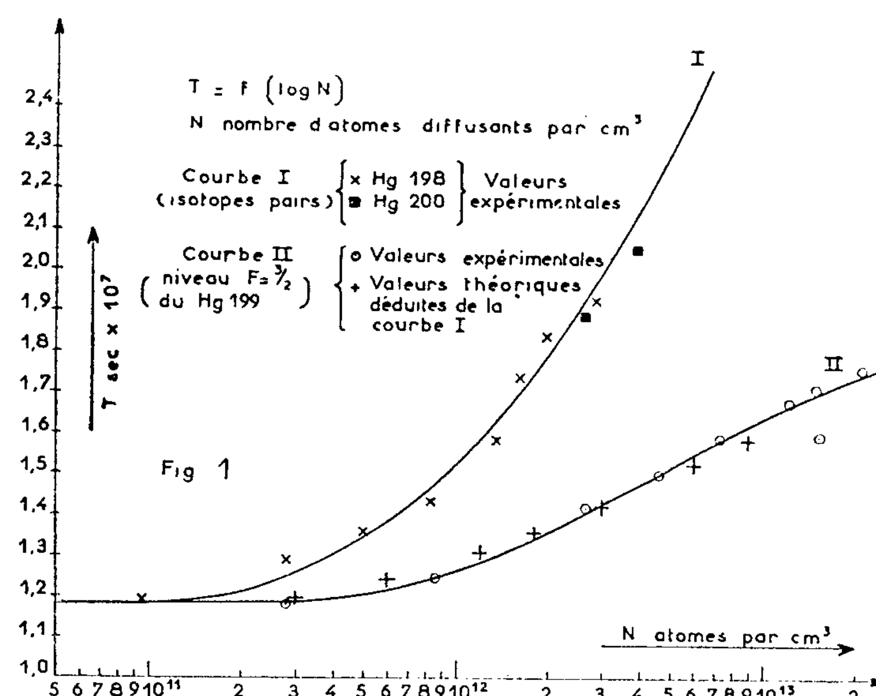
Toutes corrections faites, nous estimons que la précision sur les durées de cohérence obtenues est de 2 % aux faibles concentrations, de 5 % aux concentrations les plus fortes (lorsque la concentration augmente, le rapport signal/bruit baisse à cause de la dépolarisation de la raie 2537 Å par la diffusion multiple).

b. Pour des champs résonants aussi faibles, le découplage IJ est très petit dans les deux cas étudiés. L'écart à l'équidistance des différents sous-niveaux Zeeman vaut $7,1.10^{-3}$ de la largeur naturelle d'un sous-niveau dans le cas de ^{199}Hg $F=3/2$ et $1,7.10^{-2}$ dans celui de ^{201}Hg $F=5/2$.

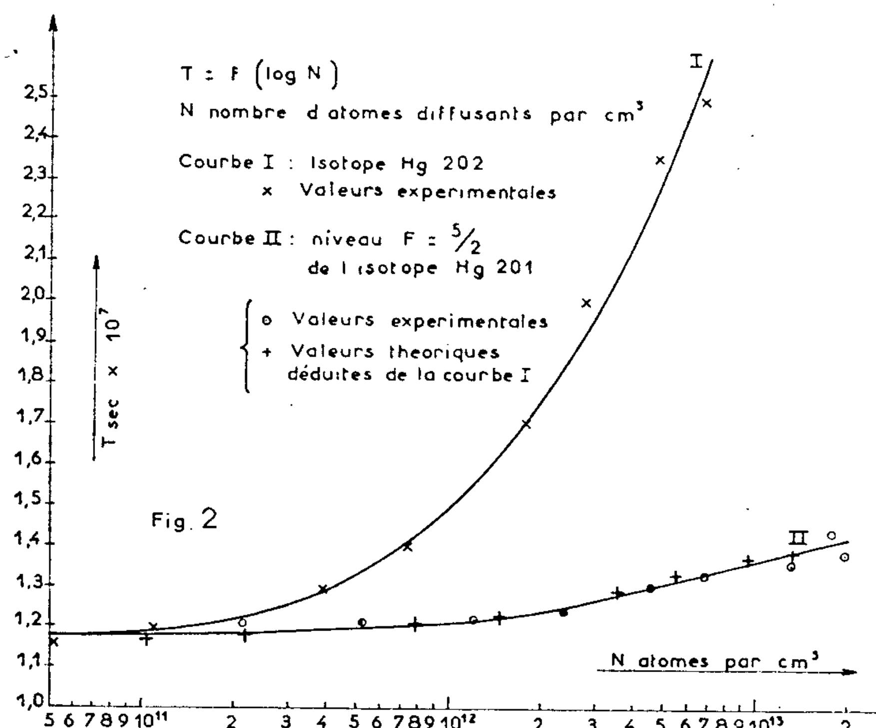
Dans ces conditions et lorsqu'on utilise une excitation du type « broad line », on peut montrer que la forme de la raie de résonance est donnée par la

formule de Majorana-Brossel, déjà valable dans le cas des isotopes pairs ([1]), (p. 16 et p. 23).

En présence de diffusion multiple, la théorie indique que cette formule reste valable à condition d'y remplacer τ (durée de vie) par un paramètre T_e « durée



de cohérence » qui, dans des conditions géométriques données ne dépend que du nombre d'atomes diffusants N et du niveau hyperfin envisagé et tend vers τ aux très faibles concentrations. Nous avons vérifié qu'il en est effectivement



ainsi. La théorie établit de plus que $T_{eP}(N)$ (durée de cohérence d'un isotope pair à la concentration N), $T_{e199\,F=3/2}(3N/2)$ (durée de cohérence de ^{199}Hg dans le niveau $F = 3/2$ à la concentration $3N/2$) et $T_{e201\,F=5/2}(2N)$ doivent vérifier les relations suivantes :

$$(1)\qquad \left\{\begin{aligned} &\frac{1}{\tau}-\frac{1}{T_{e199\,F=3/2}\left(\dfrac{3N}{2}\right)}=\frac{1}{2}\left[\frac{1}{\tau}-\frac{1}{T_{eP}(N)}\right]\\ &\frac{1}{\tau}-\frac{1}{T_{e201\,F=5/2}(2N)}=\frac{7}{25}\left[\frac{1}{\tau}-\frac{1}{T_{eP}(N)}\right]\end{aligned}\right.$$

Les figures 1 et 2 donnent les résultats des mesures. Les courbes I de chaque figure donnent les valeurs de T_{eP} telles qu'elles résultent des mesures directes sur ^{198}Hg et ^{200}Hg dans le mélange I, et sur ^{202}Hg dans le mélange II, ces isotopes étant excités par des lampes à isotope enrichi correspondant. Les courbes II donnent $T_{e199F=3/2}$ sur la figure 1 et $T_{e201F=5/2}$ sur la figure 2, les cercles correspondant aux résultats des mesures directes, les croix aux valeurs déduites de T_{eP} à l'aide des formules (1). L'accord est satisfaisant. Remarquons qu'à très basse pression T_e tend bien vers $\tau = 1,18.10^{-7}$ s. pour ^{199}Hg et ^{201}Hg.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

(1) JEAN BROSSEL, *Thèse*, Paris, 1951, *Ann. Phys.*, 7, 1952, p. 622.
(2) M. A. GUIOCHON, J. E. BLAMONT et J. BROSSEL, *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 99; *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1859; M. A. GUIOCHON, *Diplôme d'Études Supérieures*, Paris, 1956.
(3) W. HANLE, *Z. Phys.*, 30, 1924, p. 93.
(4) J. P. BARRAT, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2785.
(5) J. P. BARRAT, Communication privée.
(6) H. SCHULER et J. E. KEYSTON, *Z. Phys.*, 72, 1931, p. 423.
(7) F. BOUTRON, *Diplôme d'Études Supérieures*, Paris, 1957.

RAYONS X. — *Étude des spectres* L *du palladium*. Note (*) de Mme **CHRISTIANE BONNELLE** et M. **CHINTAMANI MANDE**, présentée par M. Francis Perrin.

L'étude des spectres L du palladium a été reprise en vue de déterminer la forme de la bande d'émission $L\beta_2$ et les valeurs du coefficient d'absorption au voisinage de la discontinuité L_{III}.

Parallèlement au travail fait par l'un de nous sur le spectre K du palladium (1), nous avons repris l'étude du spectre L de ce métal, en vue d'obtenir des informations complémentaires sur le comportement des électrons faiblement liés et la distribution des états inoccupés au voisinage du niveau de Fermi. En effet, dans les travaux antérieurs (2), (3), (4), les auteurs s'étaient essentiellement attachés à des mesures de position des raies et discontinuités.

Le montage utilisé est le spectrographe à focalisation sous vide de Mlle Cauchois (5), équipé d'un cristal analyseur de quartz taillé parallèlement à la face $10\bar{1}0$ et dont on observe la réflexion en deuxième ordre. Ce dispositif nous permet d'obtenir une dispersion de 5,4 eV/mm sur le cliché original au voisinage de 3,9 Å, longueur d'onde de l'absorption L_{III}.

Les écrans absorbants, les plus minces, dont l'épaisseur, évaluée par pesée, varie de 0,04 à 1,5 micron, ont été préparés par vaporisation sous vide sur des plaquettes de béryllium, d'autres plus épais ayant été obtenus par laminage.

Le fond continu, pour le spectre d'absorption, était émis par une anticathode de tungstène sous une tension de 4 800 V.

Les émissions, excitées à l'aide d'anticathodes massives de palladium, furent étudiées en variant tension et temps de pose.

Une feuille de béryllium de 0,05 mm d'épaisseur était utilisée comme fenêtre du tube à rayons X. Elle a l'avantage d'absorber préférentiellement le rayonnement de longueur d'onde double qui se superposerait à celui à l'étude.

Les spectres ont été dépouillés de la même manière que ceux du nickel et du cuivre lors d'une étude effectuée par Mlle Y. Cauchois et Mme C. Bonnelle [6]. La courbe de réponse de l'émulsion photographique a donc été tracée pour la longueur d'onde en jeu. Tenant compte de la région de linéarité de cette réponse à la fois pour l'émission et de part et d'autre du saut d'absorption, nous pouvons définir des conditions d'observation convenables.

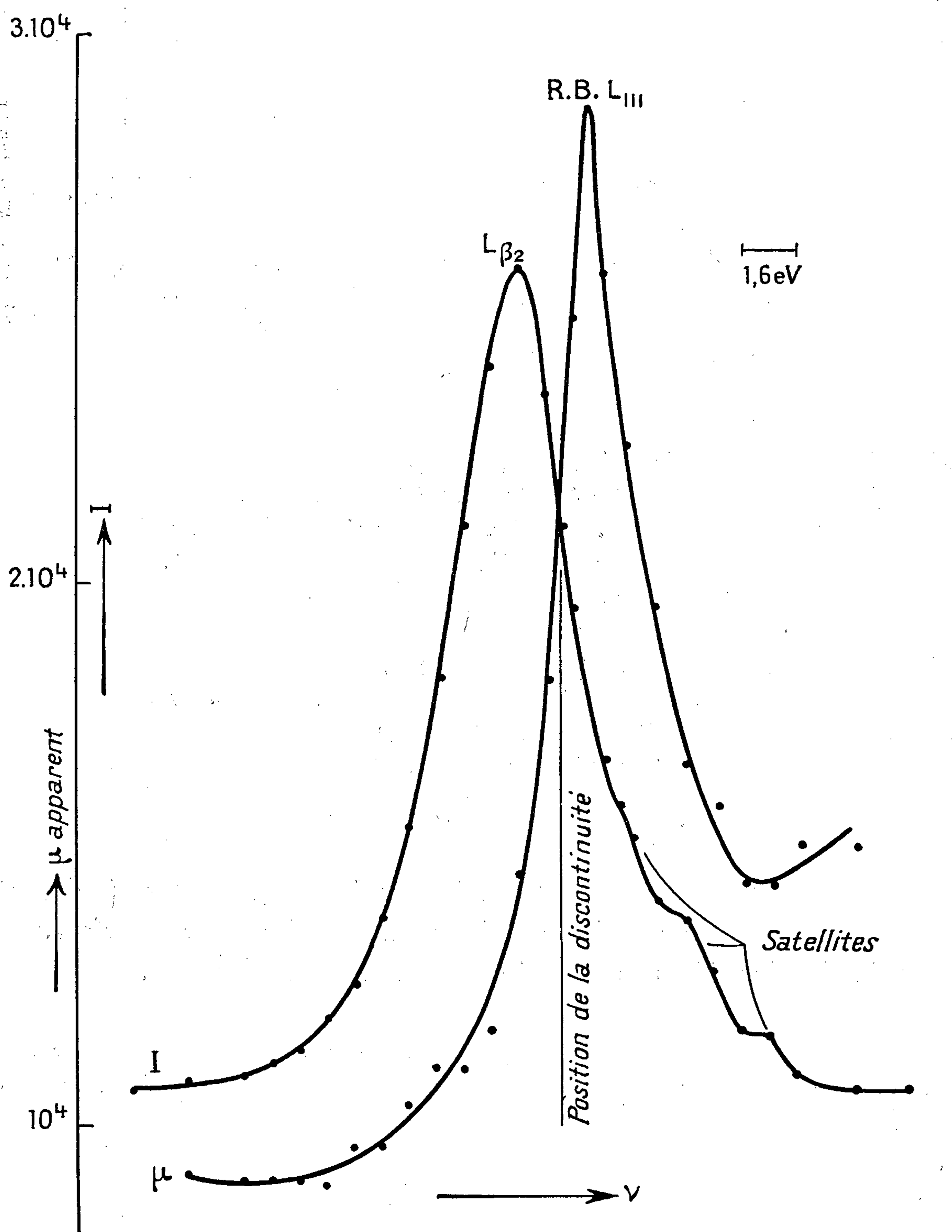
Les discontinuités L_{III} et L_{II} et les bandes $L\beta_2$ et $L\gamma_1$ correspondantes, ont alors été enregistrées sur deux hauteurs différentes de chaque cliché. A partir des courbes obtenues à l'aide d'un microphotomètre de type « Kipp » modifié, nous sommes remontés aux valeurs de l'intensité d'émission et du coefficient d'absorption $\mu(\nu)$, valeurs non corrigées pour le pouvoir de résolution fini de l'appareil.

On observe sur les clichés originaux et avec des écrans suffisamment épais, un déplacement apparent de la discontinuité L_{III} vers les grandes longueurs d'onde, analogue à celui précédemment observé pour le nickel [6], [7]. Par ailleurs, nous retrouvons l'influence de la largeur instrumentale sur le premier maximum d'absorption déterminé à l'aide d'écrans de différentes épaisseurs. Dans la figure, nous avons représenté la courbe d'absorption L_{III}, obtenue avec l'épaisseur la plus faible et la bande d'émission $L\beta_2$.

Le palladium métal, homologue supérieur du nickel, possède en moyenne 9,4 électrons *d* par atome qui forment avec les électrons 5 *s*, la bande de conductibilité. Or, la raie $L\beta_2$ correspond à la transition d'un électron de cette distribution extérieure large, vers l'état interne 2*p*. Sa largeur à mi-hauteur, non corrigée pour l'effet instrumental, est trouvée égale à $4{,}1 \pm 0{,}1$ eV. Utilisant la définition usuelle dans le cas de transitions internes, nous avons déterminé un taux d'asymétrie pour $L\beta_2$, sa valeur est égale à 1,25.

Nous avons observé, vers les grandes énergies et très près de la bande elle-même, plusieurs maxima secondaires d'intensité dus à des satellites, qui compliquent sa forme. Ceux-ci n'avaient pas été mis en évidence par F. K. Richtmyer et R. D. Richtmyer [4] qui donnaient dans cette région la mesure d'une seule composante.

La discontinuité L_{III} a une forme très analogue à celle du nickel. Elle montre une raie blanche profonde et fortement asymétrique vers les grandes énergies. La même analogie se retrouve pour L_{II} qui présente aussi un



fort maximum d'absorption pour ces deux métaux à l'encontre de ce qui a été trouvé pour L_{II} du platine (8), (9).

Nous obtenons comme distance entre le maximum d'intensité de $L\beta_2$ et le point d'inflexion de la courbe $\mu(\nu)$ (voir *figure*), déterminé à l'aide de l'écran absorbant le plus mince, une valeur d'environ $1 \pm 0{,}2$ eV. Haglund (2), à l'aide des résultats de Sandström (3) pour l'absorption,

évalue cette distance à 0,5 eV. L'écart sort donc des limites de notre erreur, mais leurs mesures ont été faites directement sur les microphotogrammes, ce qui doit expliquer cette divergence.

De plus, d'après la figure, et comme le laisse attendre le schéma des bandes, nous voyons que le bord de $L\beta_2$ coïncide avec la chute d'absorption L_{III}.

Mesurant sur notre courbe la largeur brute de la discontinuité, déterminée de la manière conventionnelle, nous pouvons estimer à 1,5 eV, sans correction instrumentale, la largeur du niveau profond L_{III}. Ceci est en bon accord avec les spectres K.

Nous avons observé des structures d'absorption prononcées s'étendant vers les grandes énergies. Elles ont pu être mesurées jusqu'à environ 70 eV de la discontinuité [10].

(*) Séance du 4 décembre 1957.
(1) C. MANDE, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 747.
(2) P. HAGLUND, *Arkiv. Mat. Astr. O. Fysik.*, 28 A, n° 8, 1941.
(3) A. SANDSTRÖM, *Nova Acta Reg. Soc. Sc. Ups.*, 4e série, 9, n° 11, 1935.
(4) F. K. RICHTMYER et R. D. RICHTMYER, *Phys. Rev.*, 34, 1929, p. 574.
(5) *J. Phys. Rad.*, 6, 1945, p. 89.
(6) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1230.
(7) Mlle Y. CAUCHOIS, *Phil. Mag.*, 7e série, 44, 1953, p. 173.
(8) Mlles Y. CAUCHOIS et I. MANESCU, *Comptes rendus*, 210, 1940, p. 172.
(9) N. F. MOTT, *Proc. Phys. Soc.*, 62 A, 1949, p. 416.
(10) C. MANDE, *Thèse de Doctorat*, Paris (à paraître).

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *L'interaction de la désintégration β d'après les données actuelles sur la corrélation angulaire β-noyau de recul.* Note de M. **VINH MAU**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous examinons si les contradictions actuelles entre les informations données par les différentes expériences de corrélation angulaire β-ν pourraient être levées en admettant des erreurs un peu plus larges que celles données par les différents auteurs. Nous donnons les différents rapports possibles pour les interactions SVTA.

Actuellement la forme générale de l'hamiltonien de la désintégration β est l'une des suivantes :

— si l'on admet la conservation des leptons, celle de Lee et Yang [1] suffit :

$$H_I = \sum_j (\Psi_p^* O_j \Psi_n)\{\Psi_e^* O_j (C_j + C'_j \gamma_5)\Psi_\nu\} + \text{h. c.}, \qquad (1)$$

$\left(\text{où } \sum_j \text{ est relative aux cinq invariants SVTAP}\right)$;

— si l'on n'admet pas cette conservation des leptons, celle plus générale de Pauli (²) est nécessaire :

$$(2)\qquad H_1 = \sum_j (\Psi_p^* O_j \Psi_n)\{\Psi_e^* O_j[(C_j + C'_j\gamma_5)\Psi_\nu + (D_j + D'_j\gamma_5)\gamma_5\Psi_\nu^c]\} + \text{h. c.},$$

(où Ψ_ν^c est le champ conjugué de « charge » du champ neutrinique).

Avec (2) toutes les quantités qui ne peuvent pas mettre en évidence la non-conservation de la parité (formes de spectres, corrélation angulaire β-ν, etc.) s'obtiennent en remplaçant les expressions $\mathrm{Re}\, C_i C_j^*$ par celles plus générales

$$K_{ij} \equiv K_{ji}^* = C_i C_j^* + D_i D_j^* + C'_i C'^*_j + D'_i D'^*_j. \qquad (^3)$$

Ainsi, dans la relation de corrélation β-ν pour les transitions permises $1 + \lambda(v/c)\cos\theta$, on a

$$\lambda = \left[(K_{VV} - K_{SS})\langle 1\rangle^2 + \frac{1}{3}(K_{TT} - K_{AA})\langle\sigma\rangle^2\right][(K_{VV} + K_{SS})\langle 1\rangle^2 + (K_{TT} + K_{AA})\langle\sigma\rangle^2]^{-1},$$

en accord avec Enz (⁴). ($\langle 1\rangle$ désigne l'élément de matrice nucléaire pour les interactions de Fermi S, V; $\langle\sigma\rangle$ pour les interactions de Gamow-Teller A, T.)

On sait que, avec les hamiltoniens (2) et même (1), les conditions de Fierz et de Mahmoud-Konopinski, s'écrivant $\mathrm{Re}\,K_{AT} = 0$, $\mathrm{Re}\,K_{SV} = 0$, $\mathrm{Re}\,K_{VT} = 0$ ne permettent plus d'exclure aucune interaction (⁵).

Les expériences de corrélation angulaire β-ν étudiées ont porté d'une part sur les transitions Gamow-Teller pures ($\Delta I = 1$, non) de ^{6}He (⁶) et de ^{23}Ne (⁷), d'autre part, sur les transitions Fermi + Gamow-Teller ($\Delta I = 0$, non) de n (⁸), ^{19}Ne (⁹), (¹⁰), (¹¹) et ^{35}A (¹²).

Les expériences de Rustad et Ruby (⁶) sur $^6\mathrm{He} \to {}^6\mathrm{Li}$ et de Ridley (⁷) sur $^{23}\mathrm{Ne} \to {}^{23}\mathrm{Na}$ donnent des résultats contradictoires :

$$K_{AA} \cong 0, \quad \text{avec } ^6\text{He}; \qquad 0{,}9 < \sqrt{K_{AA} : K_{TT}} < 1{,}4 \quad \text{avec } ^{23}\text{Ne}.$$

Nous chercherons à déterminer les rapports $K_{AA} : K_{TT} : K_{SS} : K_{VV}$:

[A] En prenant en considération les résultats sur ^{23}Ne et tous les autres éléments, sauf ^{6}He;

[B] En prenant en considération les résultats sur ^{6}He et tous les autres éléments, sauf ^{23}Ne;

[C] En admettant un résultat moyen entre ceux de Ridley et de Rustad et Ruby, et en prenant en considération tous les autres éléments.

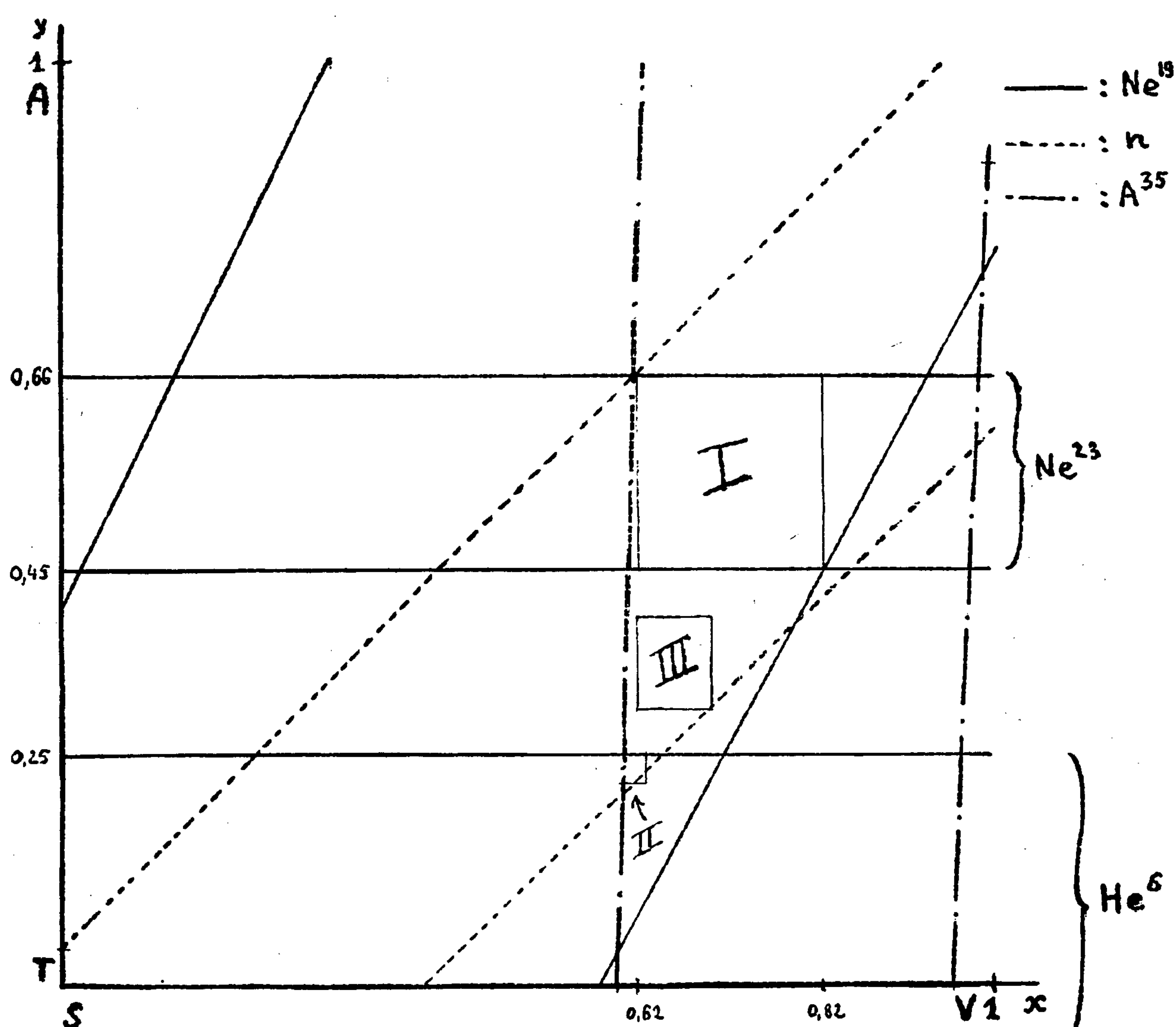
Pour ces derniers éléments, nous avons besoin de $\langle 1\rangle^2 : \langle\sigma\rangle^2$, comme les transitions correspondantes sont entre noyaux miroirs $n \to p$, $^{19}\mathrm{Ne} \to {}^{19}\mathrm{F}$, $^{35}\mathrm{A} \to {}^{35}\mathrm{Cl}$ on peut prendre $\langle 1\rangle^2 = 1$.

D'autre part $\langle\sigma\rangle^2$ peut alors être évalué à partir de la valeur de ft ou calculé à l'aide du modèle en couches. Peaslee (¹³) a ainsi calculé $\langle\sigma\rangle^2 = 1{,}6$ pour ^{19}Ne, Kistner et al. (¹⁴) $\langle\sigma\rangle^2 = 0{,}13$ pour ^{35}A. Pour $n\ \langle\sigma\rangle^2 = 3$.

Tenant compte du résultat $K_{AA} + K_{TT} \simeq K_{SS} + K_{VV}$ [15], [16] et posant $x = 2K_{VV} : G^2$, $y = K_{AA} : G^2$ $(G^2 = K_{AA} + K_{TT} + K_{SS} + K_{VV})$, on a

$$K_{VV} : K_{SS} : K_{AA} : K_{TT} = x : 1 - x : y : 1 - y$$

et les valeurs extrêmes de λ des différentes expériences (pour ^{6}He de 0,17 à 0,47; n : 0,089 $\pm$ 0,108; ^{19}Ne de — 0,35 à 0,27; ^{35}A de 0,53 à 1,2) donnent dans le plan (x, y) les bandes de la figure 1 qui montre que :



a. l'interprétation de chaque expérience prise individuellement conduit à une interaction du type VAST sauf ^{6}He($K_{AA} \simeq 0$) et ^{35}A(K_{SS} petit devant K_{VV});

b. *l'incompatibilité* ^{6}He *et* ^{23}Ne conduit à l'existence de deux régions : I (hypothèse [A]) et II (hypothèse [B]. A noter qu'ici on est aux limites extrêmes pour ^{6}He, ^{35}A et n) dans lesquelles l'interaction comporte un mélange VAST dont les proportions sont données ci-dessous.

Enfin, dans la région III (hypothèse [C]) l'interaction est encore du *type* VAST *avec des rapports* $K_{SS} : K_{VV} : K_{AA} : K_{TT}$ *assez simples*.

I.	II.	III.
$K_{VV} \simeq (0,36 \pm 0,05) G^2$; $K_{SS} \simeq (0,14 \pm 0,05) G^2$	$K_{VV} \simeq (0,31 \pm 0,01) G^2$; $K_{SS} \simeq (0,19 \pm 0,01) G^2$	$K_{SS} \simeq K_{AA} \simeq \frac{1}{6} G^2$
$K_{AA} \simeq (0,27 \pm 0,05) G^2$; $K_{TT} \simeq (0,23 \pm 0,05) G^2$	$K_{AA} \simeq (0,11) G^2$; $K_{TT} \simeq (0,39) G^2$	$K_{VV} \simeq K_{TT} \simeq \frac{1}{3} G^2$
K_{AA} et K_{TT} : même ordre $K_{AA} \simeq 2 K_{SS}$	K_{VV} et K_{TT} : même ordre $K_{SS} \simeq 2 K_{AA}$	$\frac{K_{SS}}{K_{VV}} = \frac{K_{AA}}{K_{TT}} = \frac{1}{2}$

Conclusions. — Il n'y a, en fait, contradiction qu'entre les résultats des expériences sur ^{6}He et ^{23}Ne. Si l'on admet des erreurs un peu plus grandes que celles données par les auteurs sur ces expériences on obtient les rapports donnés dans III. Cependant de nouvelles expériences plus précises de corrélation $\beta - \nu$ sont nécessaires avant que l'on puisse conclure sur la forme exacte de l'interaction.

(1) LEE et YANG, *Phys. Rev.*, 104, 1956, p. 254.
(2) W. PAULI, *Nuovo Cimento*, 6, 1957, p. 204.
(3) KAHANA et PURSEY, Prépublication (à paraître dans *Nuovo Cimento*).
(4) C. ENZ, *Nuovo Cimento*, 6, 1957, p. 250.
(5) R. NATAF, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 884, 1031, 1187, 1917 et 3144.
(6) B. M. RUSTAD et S. L. RUBY, *Phys. Rev.*, 97, 1955, p. 991.
(7) CAVANAGH, COLEMAN, RIDLEY et TURNER (à paraître dans *Nuclear Physics*).
(8) ROBSON, *Phys. Rev.*, 100, 1955, p. 933.
(9) D. R. MAXSON, J. S. ALLEN et JENTSCHKE, *Phys. Rev.*, 97, 1955, p. 109.
(10) M. L. GOOD et E. LAUER, *Phys. Rev.*, 105, 1957, p. 213.
(11) W. P. ALFORD et D. R. HAMILTON, *Phys. Rev.*, 105, 1957, p. 673.
(12) HERRMANNSFELDT, MAXSON, STAHELIN et ALLEN, *Phys. Rev.*, 107, 1957, p. 641.
(13) D. S. PEASLEE, *Phys. Rev.* 89, 1953, p. 1148.
(14) KISTNER, SCHWARZCHILD et RUSTAD, *Phys. Rev.*, 104, 1956, p. 154.
(15) R. BOUCHEZ et R. NATAF, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 86.
(16) O. KOFOED HANSEN et A. WINTHER, *Phys. Rev.*, 86, 1952, p. 428.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Vie moyenne de l'état excité du fluor* 17 *à* 500 keV. Note de MM. **PIERRE LEHMANN, ANTOINE LÉVÊQUE, TOVY GRJEBINE, JEAN-LOUP PICOU** et **ROLAND BARLOUTAUD**, présentée par M. Francis Perrin.

La période de l'état excité $1/2^+$ de ^{17}F à 500 keV est égale à $(2,9 \pm 0,9).10^{-10}$ s. Cette valeur est compatible avec l'existence d'un couplage faible entre cœur et nucléon extérieur, identique à celui qui permet d'interpréter la transition miroir de ^{17}O.

La décroissance rapide de l'état de 872 keV de ^{17}O (1) s'explique par des oscillations quadrupolaires du cœur ^{16}O couplées au neutron extérieur (2). Bohr et Mottelson (3) ont en effet montré que l'effet de ces oscillations sur la

transition E_2, dans le cas d'un couplage faible, équivalait à l'addition d'une charge effective à chaque particule extérieure au cœur; cette charge additionnelle, dans le cas de ^{17}O, a été calculée par Raz (4) à partir de la vie moyenne de la transition E_2 et du moment quadrupolaire du niveau fondamental (5); il était donc intéressant, pour vérifier cette interprétation, de mesurer la vie du niveau correspondant dans ^{17}F.

Nous avons utilisé la méthode des coïncidences différées entre le spectre γ continu aboutissant à ce niveau dans la réaction $^{16}O(p, \gamma)^{17}F^*$ (500 keV) et le rayonnement γ de désexcitation de ce dernier. Nous avons employé le système de coïncidences lent-rapide habituel (6). L'énergie des protons accélérés par le Van de Graaff de 2 MeV de Saclay a été choisie de telle façon que le pic correspondant au spectre γ continu se trouve dans la même zone d'énergie que les photopics des deux rayonnements γ de ^{60}Co; ainsi la courbe des coïncidences instantanées a pu être tracée, en même temps que celle des coïncidences différées (l'un des photons γ du ^{60}Co étant détecté par son électron photoélectrique et l'autre par son électron Compton d'énergie voisine de 500 keV).

La méthode de Bay (7) conduit, pour la période, à une valeur

$$T = (2,5 \pm 0,7).10^{-10}\,s.$$

D'autre part, l'énergie du γ de désexcitation a été trouvée égale à 505 ± 10 keV, en bon accord avec Marion et al. (8) et Warren et al. (9).

Divers auteurs ont envisagé la possibilité d'un doublet, tant dans le cas de ^{17}O (10) que dans celui de ^{17}F. En particulier, les résultats de Marion et al. (8), joints à d'anciennes mesures d'énergies de neutrons de Ajzenberg (11) ne permettent pas d'exclure un niveau vers 540 keV dans ^{17}F; d'autre part, l'analyse de la distribution angulaire de la réaction $^{16}O(d, p)^{17}O^*$(872 keV) nécessiterait une petite contribution de $l = 2$. On ne peut donc exclure l'existence d'un niveau $3/2^+$ ou $5/2^+$ au voisinage du niveau $1/2^+$ prévu par la théorie des couches; sa transition au niveau fondamental serait M_1, donc très rapide; la formule de Weisskopf, particulièrement applicable dans ce cas où le « recouvrement de parentage » (13) est égal à 1, donne $T = 2.10^{-13}$ s pour ^{17}F.

Les mesures de vie de Thirion et Telegdi (1) et les nôtres ont cependant un sens. En effet :

1° Dans les premières l'existence d'une grande proportion de transitions instantanées semble exclue étant donné le spectre de Mozer et Hagedorn (14) pour la même réaction $^{16}O(d, p)^{17}O^*$.

2° Dans nos expériences, une contribution due à un γ d'énergie égale à 520 keV (ou *a fortiori* supérieure) ne serait compatible avec le spectre observé que si son intensité était inférieure ou égale à 25 % de celle du pic à 500 keV.

Soit n le pourcentage de transitions M_1; la relation entre la période vraie T et la période observée Θ est

$$\Theta = (1 - n)\,T.$$

Nous tiendrons donc compte de la possibilité d'un second niveau en multipliant la période mesurée par un facteur $1,15 \pm 0,15$; on obtient alors pour T : $(2,9 \pm 0,9) . 10^{-10}$ s.

Le rapport théorique des probabilités de transition, en prenant une charge effective déduite de (4) pour ^{17}O et ^{17}F est de 12 ± 1 ; le rapport expérimental $9,7 \pm 5$ est bien compatible avec ce dernier.

(1) J. THIRION et V. TELEGDI, *Phys. Rev.*, **92**, 1953, p. 1253.
(2) J. P. ELLIOTT et B. H. FLOWERS, *Proc. Roy. Soc.*, **229 A**, 1955, p. 536.
(3) A. BOHR et B. MOTTELSON, *Kgl. Danske Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.*, **27**, n° **16**, 1953.
(4) B. James RAZ, *Phys. Rev.*, **107**, 1957, p. 1201.
(5) M. J. STEVENSON et C. H. TOWNES, *Phys. Rev.*, **107**, 1957, p. 635.
(6) M. FIEHRER, P. LEHMANN, A. LÉVÊQUE et R. PICK, *Comptes rendus*, **241**, 1956, p. 1748.
(7) Z. BAY, *Phys. Rev.*, **77**, 1950, p. 419.
(8) J. B. MARION, R. M. BRUGGER et T. W. BONNER, *Phys. Rev.*, **100**, 1955, p. 46.
(9) WARREN, LAURIE, JAMES et ERDMAN, *Canad. J. Phys.*, **32**, 1954, p. 563.
(10) R. A. DOUGLAS, J. W. BROER, R. CHIBA, D. F. HERRING et E. A. SILVERSTEIN, *Phys. Rev.*, **104**, 1956, p. 1059.
(11) F. AJZENBERG, *Phys. Rev.*, **83**, 1951, p. 693.
(12) Travail de Harwell signalé par G. C. Phillips.
(13) A. M. LANE et D. H. WILKINSON, *Phys. Rev.*, **97**, 1955, p. 1199.
(14) MOZER et HAGEDORN, *Phys. Rev.*, **105**, 1957, p. 1270.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur deux types distincts d'effets photodiélectriques dans le sulfure de cadium.* Note (*) de MM. **RENÉ FREYMANN, EDMOND GRILLOT,** Mlle **MONIQUE HAGENE** et M. **JEAN LE BOT**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Le réseau cristallin de SCd, comme celui de SZn (1) ne comporte pas de dipôle permanent. Sous excitation lumineuse, l'absorption dipolaire Debye met en évidence un niveau situé à 0,02 eV au-dessous de la bande de conductibilité. En outre, si le réchauffement a lieu à l'obscurité, une bande d'absorption anormale (n'obéissant plus aux relations de Debye) vient s'ajouter à l'absorption normale.

Comme le sulfure de zinc, le sulfure de cadmium maintenu à l'obscurité ne présente aucune absorption Debye appréciable. Il ne comporte donc pas non plus de dipôle permanent, comme c'est le cas de OZn (3). De même, sous l'effet d'une excitation lumineuse, l'absorption diélectrique ε'' augmente notablement; mais pour observer une bande d'absorption, il faut étudier $\varepsilon'' = f(T, \nu)$ à partir de 4° K.

1. La figure 1 représente les résultats obtenus pour un sulfure de cadmium en poudre microcristalline, préparé à partir de disulfure de cadmium (4) et activé avec $5 . 10^{-5}$ d'argent par calcination à 600°C (5) :

— *A l'obscurité,* ε'' reste constant (courbe pointillée),

— Par contre, *si le produit est éclairé pendant toute la durée du réchauffement*, on observe l'absorption Debye classique à très basse température (par exemple $T_c = 20°K$ pour $\nu = 10$ kHz). Les points représentatifs de ces maxima dans un diagramme Log ν_c, $1/T_c$ se placent convenablement sur une droite, d'où l'on déduit une énergie d'activation des dipôles responsables de cet effet : $U = 0,02$ eV.

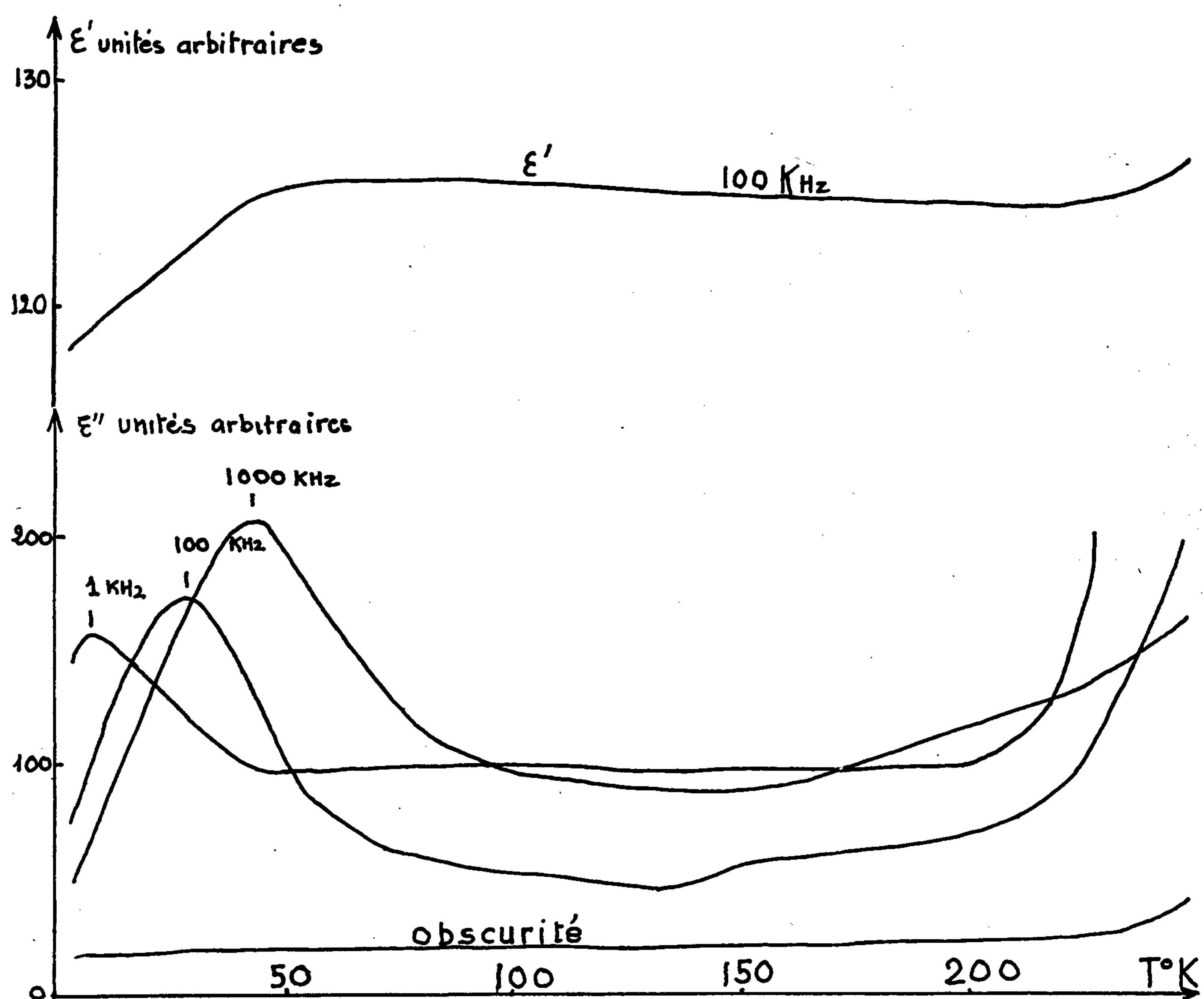


Fig. 1. — Valeurs de ε' et ε'' d'un CdS (Ag) sous l'influence d'une excitation lumineuse maintenue pendant toute la durée du réchauffement. (*En pointillés*, valeur de ε'' en l'absence d'excitation lumineuse.)

L'existence de niveaux donneurs situés à 0,02 eV au-dessous de la bande de conductibilité a été envisagée ([6]) pour expliquer la conductibilité à très basse température, dans l'obscurité, de divers monocristaux de sulfure de cadmium. D'autre part, dans le sulfure de cadmium très pur, l'un de nous a observé ([7]) que parmi les raies d'émission fluorescente de l'exciton qui se superposent à des raies d'absorption ([8]), celle de nombre quantique $n = 6$ est de beaucoup la plus intense : elle correspond également à un niveau situé à 0,02 eV au-dessous de la bande de conductibilité. Dans ce cristal, l'exciton peut se former par rencontre d'un électron et d'un trou positif de vitesses

vectoriellement peu différentes ([9]) et peut inversement s'ioniser. Il s'agit peut-être, dans les trois cas, de la même formation polarisable.

2. Si, après une excitation lumineuse de ce même CdS(Ag), à 4°K (pendant 50 mn) *le produit est maintenu à l'obscurité pendant tout le réchauffement,* on retrouve la même bande d'absorption Debye, avec encore U = 0,02 eV. Mais vers les températures plus élevées, *une nouvelle bande apparaît,* pour laquelle (*fig.* 2), *la température du maximum de ε″ est une fonction décroissante*

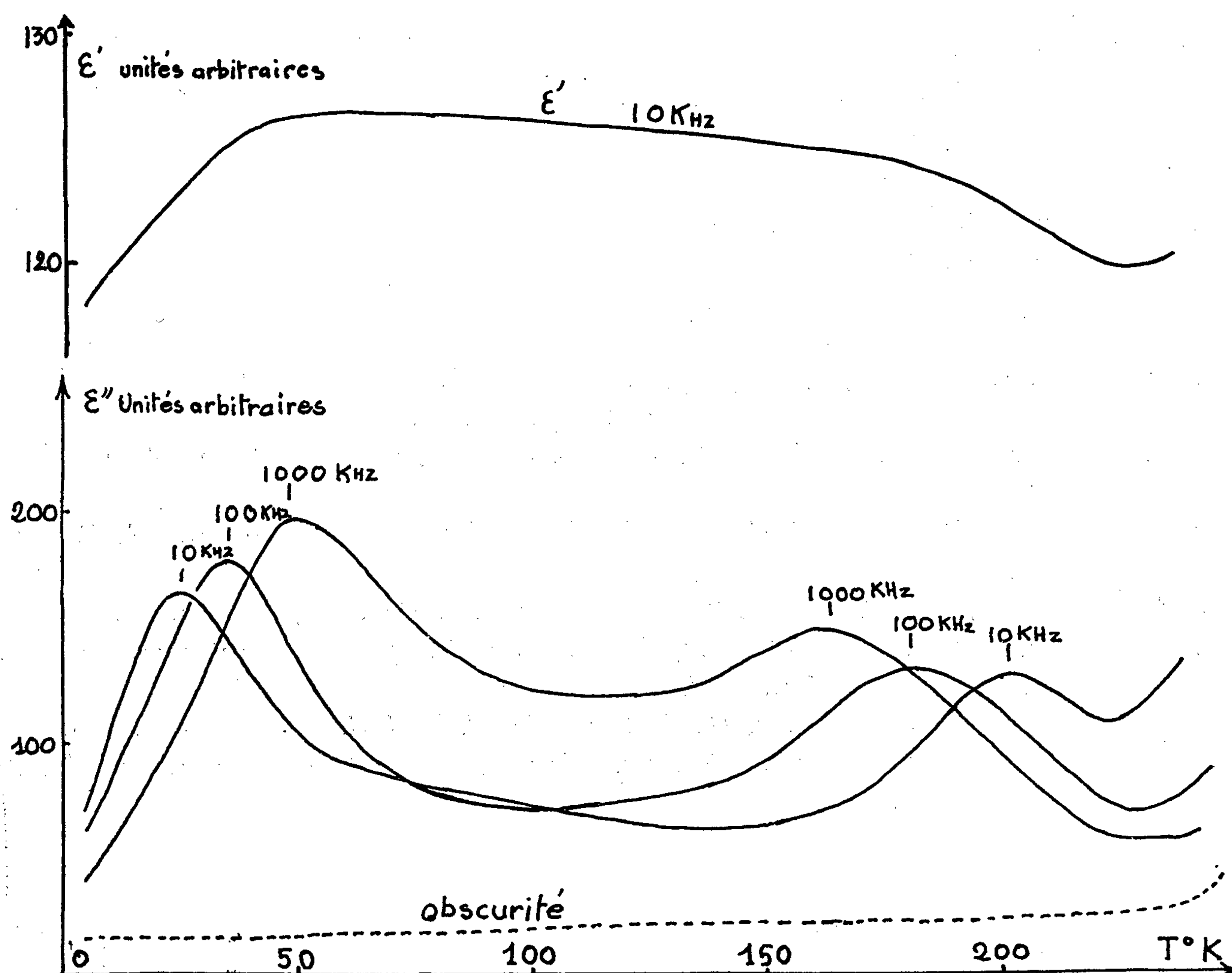


Fig. 2. — Valeurs de ε′ et ε″ du même Cds (Ag) soumis à une longue excitation lumineuse à 4° K, puis maintenu à l'obscurité pendant tout le temps du réchauffement [technique utilisée par B. Hagène ([2])].

de la fréquence de mesure. En même temps, à partir de 100°K, *ε′ est une fonction décroissante* de T. Il ne peut donc plus s'agir d'une absorption Debye classique, mais d'un effet nouveau jusqu'ici non observé.

Un phénomène analogue a été retrouvé dans SCd(Cu), toujours à condition de mesurer ε″ au cours du *réchauffement à l'obscurité.* Les résultats sont particulièrement nets pour les échantillons calcinés à température relativement élevée (par exemple 900°C). L'effet Debye classique (avec ici encore U = 0,02 eV) et la bande d'absorption anormale y apparaissent à des températures suffisamment différentes pour y être bien séparés. Par contre, pour

les produits calcinés à plus basse température (par exemple 600°) les deux effets se chevauchent dans le même domaine de température.

Les deux effets ont été également retrouvés, un peu moins intenses, dans le sulfure de cadmium pur, le phénomène étant encore également plus net pour les échantillons calcinés à température relativement élevée (par exemple 900° C).

Dans tous ces cas, les points figuratifs des maxima de la bande d'absorption anormale dans un diagramme Log ν_c, $1/T_c$ s'alignent sur une droite, ce qui prouve le caractère exponentiel du phénomène. Mais les équations de Debye ne lui sont plus applicables, puisqu'elles aboutiraient à une énergie d'activation négative. Les expériences se poursuivent pour essayer de préciser la nature physique de cette absorption anormale.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

(1) R. Freymann, E. Grillot, M. Hagene et M. Le Page, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1522; R. Freymann et E. Grillot, *Internationales Kolloquium über Halbleiter : Garmisch-Partenkirchen*, 1956.

(2) B. Hagene, *J. Phys. Rad.*, **18**, 1957, p. 412 *et Arch. Sc. Genève*, **10**, 1957, p. 42.

(3) R. Freymann et col., *Arch. Sc. Genève*, **9**, 1956, p. 54.

(4) E. Grillot, *Comptes rendus*, **230**, 1950, p. 543 et *Bull. Soc. Chim. F.*, **19**, 1951, p. 115.

(5) Mme M. Bancie-Grillot et E. Grillot, *J. Chim. Phys.*, **53**, 1956, p. 521; E. Grillot, *ibid.*, **48**, 1951, p. 115.

(6) F. A. Kroeger, H. J. Vink et J. Volger, *Philips Res. Rep.*, **10**, 1955, p. 39.

(7) E. Grillot, Mme M. Bancie-Grillot, P. Pesteil et A. Zmerli, *Comptes ren dus*, **242**, 1956, p. 1794; E. Grillot, *J. Phys. Rad.*, **17**, 1956, p. 822.

(8) E. F. Gross et M. A. Iakobson, *Dokl. Acad. Sc. U. R. S. S.*, **102**, 1955, p. 485.

(9) E. Grillot et Mme M. Bancie-Grillot, *Tagung über Festkörperphysik Erfurt*, octobre 1957 (sous presse).

CHIMIE PHYSIQUE. — *Méthode rapide de détermination, en surface, du degré de porosité d'un solide.* Note de M. **Alain Berton**, présentée par M. Paul Lebeau.

Le principe de cette méthode consiste à déposer sur la surface examinée une goutte d'un liquide adéquat et à mesurer le temps mis par cette goutte à pénétrer dans la masse du solide. La fin de l'absorption, en surface, est déterminée quand un faisceau lumineux ne subit plus la réflexion vitreuse sur le liquide.

La porosité est, de la sorte, définie par le volume d'un liquide donné, absorbé par minute. Cette valeur peut être reliée à la valeur de la porosité globale du solide, déterminée par les porosimètres ou perméabilimètres classiques, tant que la masse examinée est homogène.

Le volume de la goutte est mesuré au moyen d'une micropipette-doseuse effilée et le temps de disparition du liquide, à la surface poreuse, peut être saisi, dans la plupart des cas, à la seconde près. Les valeurs des porosités obtenues sont reproductibles, en général, à 10 % près.

La nature des liquides employés varie suivant le degré de porosité à déterminer. Ceux-ci doivent être naturellement peu volatils à la température ordinaire. Pour les solides très poreux, comme des tissus, on utilisera des liquides très visqueux : huile de vaseline, tricrésylphosphate, glycérine; pour des terres cuites, des craies, du plâtre, etc., de l'eau, du pétrole, du phtalate d'éthyle ou d'octyle, des mélanges de glycérine et d'eau; pour des solides peu poreux : du xylol, des alcools. Toutefois, à moins qu'il ne s'agisse de connaître la perméabilité d'une surface pour des liquides comme l'eau ou la glycérine, il est préférable d'utiliser, pour obtenir des résultats reproductibles et peu influencés par la propreté des surfaces examinées, des liquides ne possédant pas une tension superficielle importante à l'exemple des composés organiques cités précédemment.

Cette méthode simple nous a permis d'étudier la porosité de pâtes céramiques en fonction de leur composition et de leur degré de cuisson, de différencier des poteries anciennes, de déterminer la qualité de papiers commerciaux, de distinguer des degrés de compacité entre des comprimés d'un même produit pharmaceutique dont la tenue mécanique et la délitescence devaient être également bonnes, de déterminer la porosité et la propreté de certaines surfaces (tissus, cuirs, etc.).

A titre d'exemple, nous indiquerons que les porosités de poteries ont varié entre 2,5 et 36 mm^3 de pétrole (densité : 0,790 à 20°) par minute, correspondant à des temps de pénétration de 70 à 5 s pour des gouttes de 8 mm^3. Pour des mélanges de kaolin et de carbonate de calcium portés à des températures comprises entre 800 et 1200°, la porosité augmente avec le degré de cuisson et a varié de 1 à 7,5 mm^3 de phtalate d'octyle par minute, correspondant à des temps de pénétration de 180 à 24 s pour des gouttes de 3 mm^3. Dans le cas de papiers de journal, la porosité est comprise entre 6 et 70 mm^3 de pétrole (d_{20} 0,790) par minute, soit un temps de pénétration de 80 à 7 s pour des gouttes de 8 mm^3.

En outre, la méthode peut être appliquée à la distinction de liquides par leurs différences de propriétés de diffusion à travers un support donné. La présence, à la surface de ce dernier, d'indicateurs chimiques (indicateurs de pH, sels de cobalt anhydres pour caractériser l'eau, etc.) en étendent les possibilités analytiques.

En conclusion, la détermination locale de la porosité à la surface de certains solides, détermination qui ne peut s'effectuer par les appareils classiques habituels, a fait l'objet de la mise au point d'une méthode simple et commode pouvant présenter, en outre, de l'intérêt sur le plan analytique.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude cinétique de la dessiccation de mélanges sérum-albumine-eau et mise en évidence d'hydrate de sérumalbumine.* Note (*) de M. **Jacques Mossé**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

On étudie en fonction du temps la dessiccation de mélanges binaires sérumalbumine-eau. On montre que la vitesse de variation de la teneur en eau du mélange passe par un maximum, en valeur absolue, pour une composition correspondant à celle de l'hydrate de sérumalbumine (0,33 g d'eau par gramme de protéine).

La dessiccation de solutions aqueuses de sérumalbumine a été étudiée au moyen d'une balance enregistreuse du type thermobalance. Cette dernière traçait directement en fonction du temps la courbe de variation de la masse $M(t) = P + E(t)$ du mélange binaire protéine-eau, c'est-à-dire à une constante près égale à la masse P de protéine, la courbe $E(t)$ de la masse d'eau présente (la protéine était de la sérumalbumine cristallisée de bœuf « Armor »).

La solution aqueuse de protéine, de masse et de concentration initiales connues, était placée dans l'étuve de la thermobalance à une température déterminée, soit avec libre circulation d'air, soit au-dessus d'un desséchant (P_2O_5 ou Cl_2Ca).

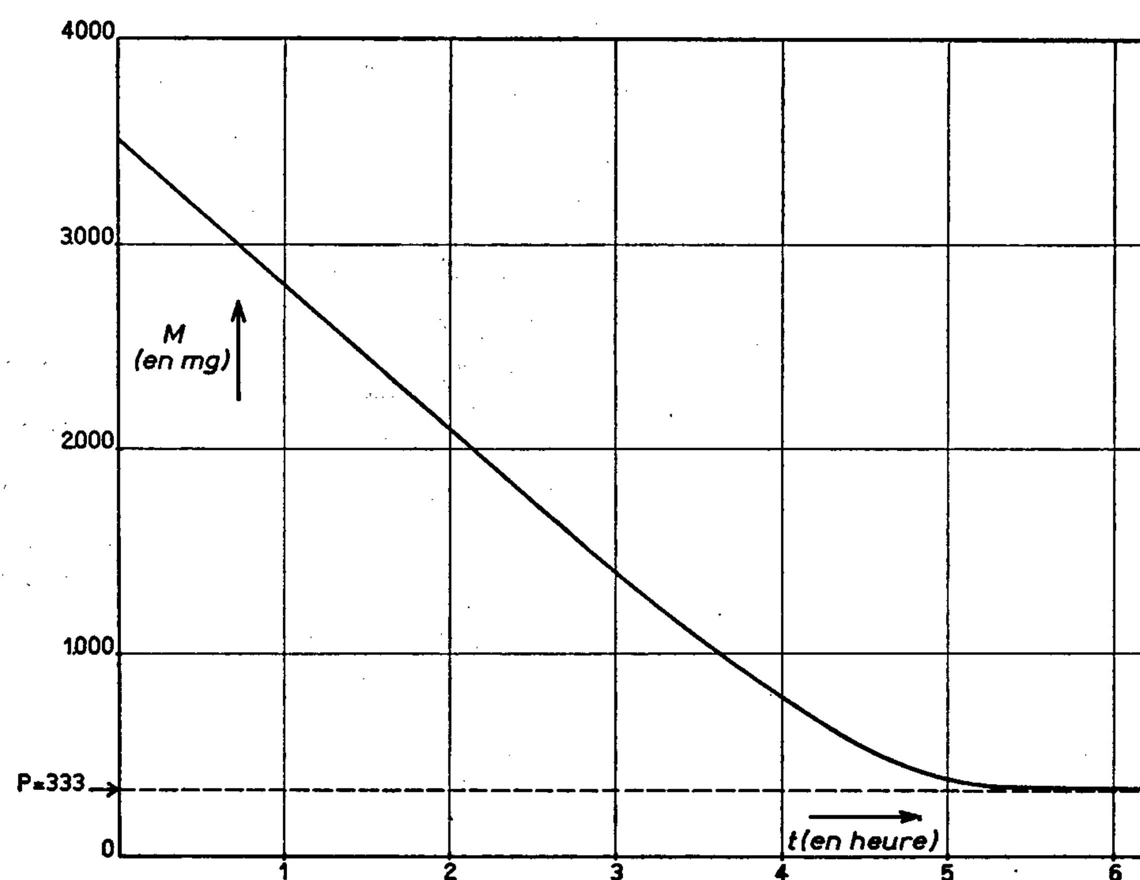


Fig. 1.

Les courbes $M(t)$ ainsi obtenues ne présentent pas de discontinuité apparente (*fig.* 1). Si l'on prend soin d'opérer sous une épaisseur de solution relativement faible (de l'ordre du millimètre), ces courbes sont rectilignes dans un premier intervalle correspondant sensiblement aux mélanges contenant moins de 50 % de protéine. Leur allure est comparable à celle signalée par Magnan

de Bornier et Benezech ([1]) pour la dessiccation de gels de gélatine. Lorsque les mélanges atteignent une teneur en protéine supérieure à 50 %, la masse diminue de moins en moins vite en fonction du temps, c'est-à-dire que dE/dt décroît en valeur absolue. Ceci correspond au fait que la solution de protéine dans l'eau n'est jamais saturée, et que la composition du système binaire varie sans cesse; avec une solution saline, on aurait au contraire une valeur constante pour dE/dt à partir de la saturation, la phase aqueuse conservant alors une composition constante.

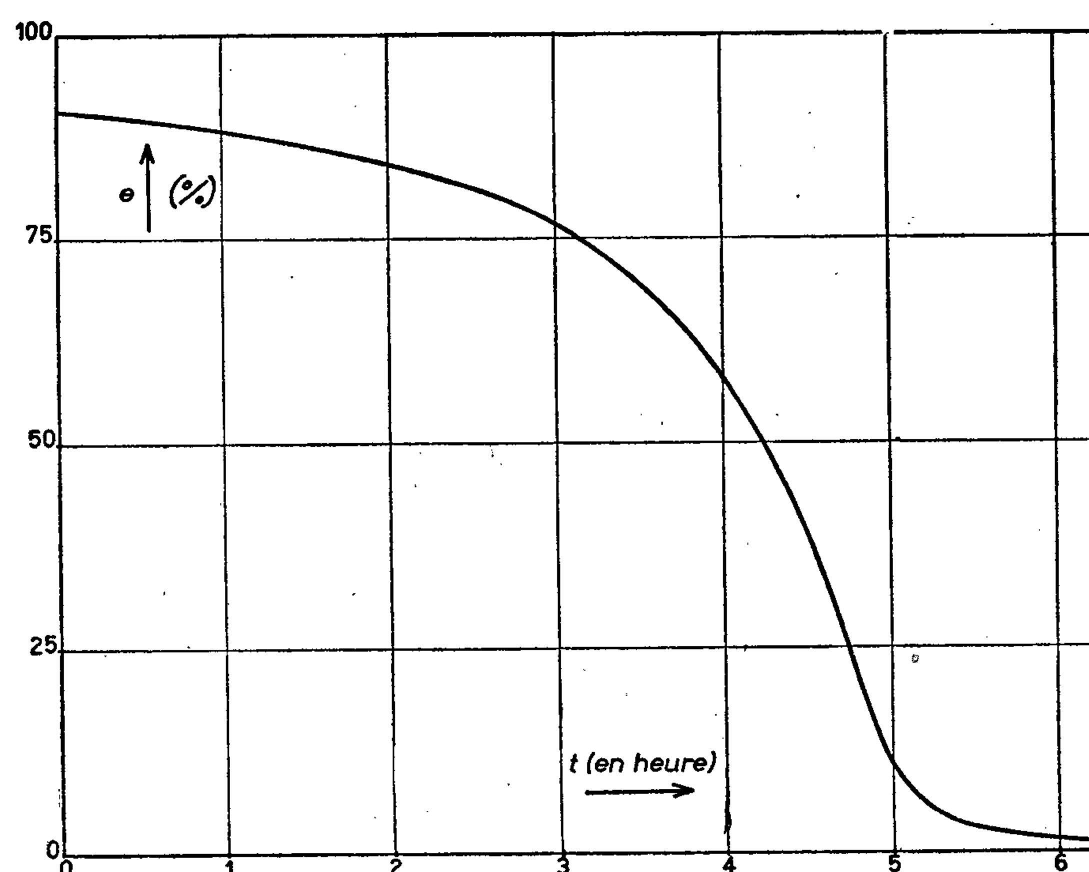


Fig. 2.

Étant donné ce changement continuel de la composition de la phase constituée par le mélange protéine-eau, il est intéressant d'étudier non pas les variations de la masse absolue d'eau, mais celles de la proportion d'eau, c'est-à-dire de la masse d'eau rapportée à la masse totale de la phase à chaque instant. A partir des valeurs de la courbe expérimentale $M(t)$, on a ainsi porté en fonction du temps (*fig.* 2) la composition centésimale en eau du mélange :

$$e = 100\frac{E}{M}.$$

La courbe présente un point d'inflexion pour une teneur en eau de 25 %, soit 0,33 g d'eau par gramme de protéine.

Ce point d'inflexion présente deux propriétés remarquables :

1° La composition du mélange à laquelle il correspond est constante pour toutes les courbes analogues que nous avons pu tracer, et par conséquent, indépendante de paramètres que nous avons fait systématiquement varier, tels que la densité de protéine par unité de surface d'évaporation et la température (dans l'intervalle où l'on a opéré, soit entre 30 et 70°).

2° Cette composition est précisément celle de l'hydrate de sérumalbumine dont nous avons montré ailleurs (²) l'existence en solution saline par une méthode dérivée de la méthode des restes.

La figure 2 montre donc qu'au cours de la dessiccation, la proportion d'eau diminue de plus en plus vite, jusqu'à ce qu'il ne reste plus que l'hydrate de protéine. A partir de ce moment, c'est l'eau de l'hydrate qui part, et la proportion d'eau décroît alors de plus en plus lentement. Autrement dit, la vitesse de/dt de variation de la teneur en eau présente un maximum, en valeur absolue, lorsqu'on passe de l'évaporation de l'eau de la solution à celle de l'hydrate, ou encore de l'eau libre à l'eau liée. C'est ce que montre la courbe de la figure 3,

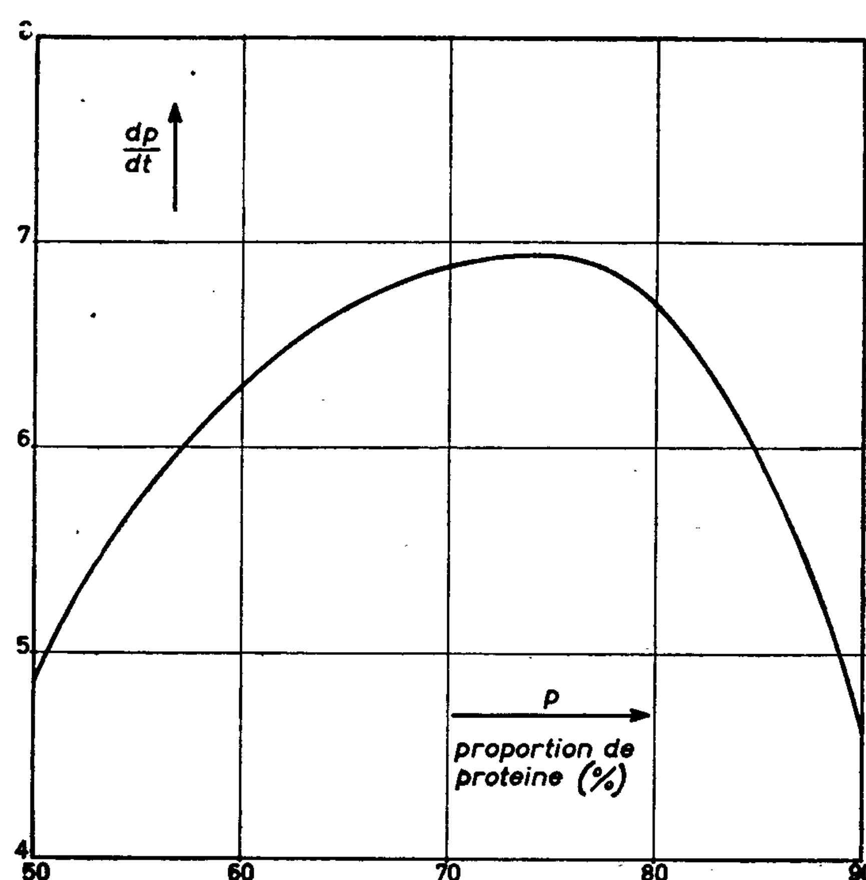


Fig. 3.

qui permet en même temps de déterminer correctement la composition correspondant au point d'inflexion. Mais, au lieu de porter en fonction de e qui décroît avec le temps, les valeurs de de/dt toujours négatives, on a tracé en fonction de p (composition centésimale en protéine du mélange) les variations de dp/dt qui est définie par

$$p = 100\,\frac{\mathrm{P}}{\mathrm{M}} = 100 - e; \qquad \text{soit} \quad \frac{dp}{dt} = \left|\frac{de}{dt}\right|.$$

La composition de l'hydrate de protéine est alors fournie par l'abscisse du maximum (sur la figure 3, on a pris pour les ordonnées une unité arbitraire). Le tracé d'une courbe dérivée d'une première courbe est en général sujet à caution, à cause de l'importance des erreurs commises.

Aussi notre manière de procéder peut-elle paraître critiquable. Mais ici, la courbe expérimentale $\mathrm{M}(t)$ à partir de laquelle on calcule dp/dt est enregistrée

de façon continue, de sorte qu'on peut prendre un grand nombre de points pour le calcul et obtenir un tracé relativement précis. Finalement, l'erreur principale commise sur la composition de l'hydrate provient de ce que les maximums des courbes $dp/dt = f(p)$ ne sont jamais très aigus. En pratique, on trouve $p = 75 \pm 2$ %. L'intérêt de cette méthode est de montrer la possibilité de détecter par un procédé purement cinétique l'existence d'eau liée à la sérumalbumine en solution aqueuse et d'évaluer approximativement la composition d'hydrates de protéine dont seules les méthodes statiques d'analyse physique ou chimique jusqu'alors employées (mesures de densité, étude de la diffraction par les rayons X, diffusion de l'eau lourde etc.) permettaient la mise en évidence.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

(1) B. Magnan de Bornier et C. Benezech, *Bull. Soc. Chim. Biol*, 39, 1957, p. 363.

(2) J. Mossé, *Ann. I. N. R. A.*, série A, 8, 1957, p. 41.

(*Station centrale de Physiologie Végétale*
I. N. R. A., Versailles.)

PHYSIQUE DES MÉTAUX. — *Influence des contraintes hétérogènes sur la transformation allotropique du cobalt.* Note de MM. **Hervé Bibring** et **François Sébilleau**, présentée par M. Maurice Roy.

D'après les relations d'orientation existant entre la structure cubique à faces centrées α et la structure hexagonale β, un monocristal hexagonal de cobalt ayant subi la double transformation $\beta \to \alpha \to \beta$, pourrait se retrouver fragmenté en plusieurs cristallites. En effet, à *un* même cristal hexagonal correspondent *deux* cristaux cubiques en position relative de macle; chacun de ces cristaux cubiques possède trois nouveaux plans compacts susceptibles de devenir plans de transformation. Cependant, si nos observations confirment que la transformation au chauffage donne effectivement un cristal cubique maclé, au refroidissement, par contre, on ne retrouve généralement que le cristal hexagonal de départ, nullement fractionné.

L'expérience suivante permet de le mettre en évidence. Un échantillon de cobalt polycristallin pur (Co 99,5 %), préalablement poli, à l'état hexagonal, est porté sous vide à 500° C, domaine de stabilité de la phase cubique. A cette température, une faible quantité d'oxygène introduite dans l'enceinte assure une attaque ménagée de l'échantillon en phase α : après refroidissement, à l'état hexagonal, la pellicule d'oxyde garde l'aspect du grain cubique maclé (figure 1 *a*). Si l'on enlève cette pellicule d'oxyde et qu'on réattaque la surface du métal, on ne retrouve que le grain hexagonal d'origine (figure 1 *b*).

On constate ainsi que, dans les conditions normales, les germes de transformation dans le cobalt sont peu nombreux. Ils peuvent être estimés au double du nombre de macles observées à l'état cubique (car un cristal hexagonal a des chances égales de donner naissance à un cristal cubique ou de sa macle), soit, d'après nos observations, à une dizaine pour un cristal de la taille du millimètre. Ceci correspond en moyenne à un germe de transformation tous les millions plans compacts.

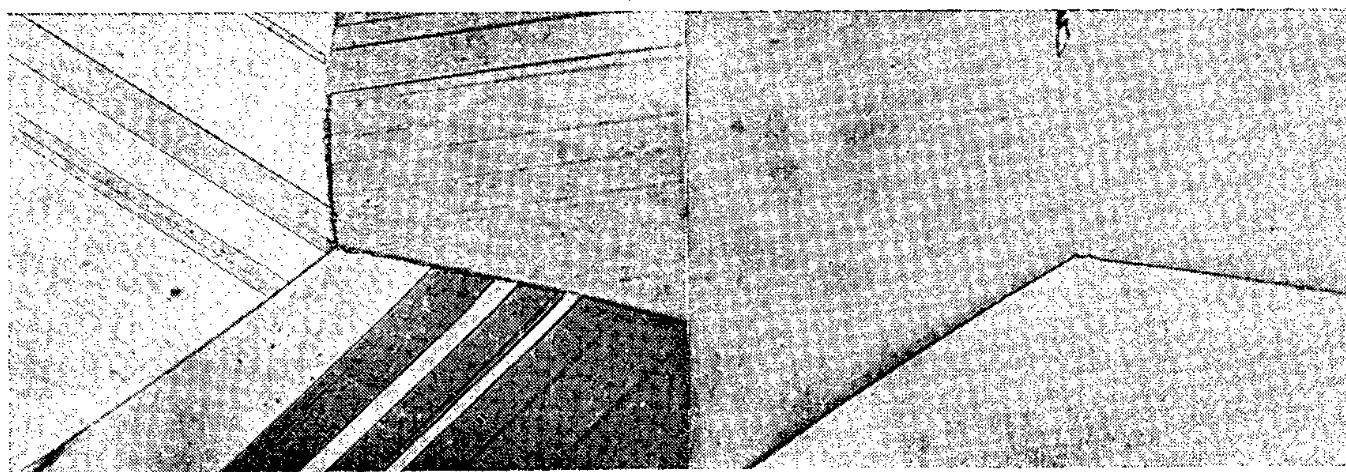


Fig. 1a. Fig. 1b.

(a) attaque à chaud, dans le domaine de stabilité de la phase α;

(b) même endroit après repolissage et attaque anodique à l'ambiante en phase β.

(G = 700). Réduction de moitié pour la reproduction.

L'état des contraintes est un facteur déterminant de la formation des germes. En effet, dans une Note précédente [1] nous avons signalé que les contraintes *homogènes* de traction ou de compression, appliquées au moment de la transformation, n'augmentent pas le nombre de germes. Le seul effet de telles contraintes consiste à favoriser la transformation le long d'un plan d'empilement convenablement orienté par rapport à la direction de l'effort : on obtient ainsi un cristal hexagonal unique mais d'orientation différente. Ce même phénomène peut aussi se produire spontanément quand les deux transformations $\beta \rightarrow \alpha$ et $\alpha \rightarrow \beta$ sont séparées par un recuit à haute température.

Par contre, toute autre est l'influence des contraintes *hétérogènes* qui provoquent la multiplication de germes de transformation. Nous avons pu le mettre en évidence en créant intentionnellement au sein du métal des tensions, soit par trempe, soit par écrouissage.

Les micrographies de la figure 2 montrent le même échantillon de cobalt à l'état hexagonal :

a. avant traitement;

b. après avoir subi un refroidissement rapide à l'eau à partir de 550°.

Les tensions de trempe ont favorisé la germination et le grain cubique a donné naissance à de nombreuses régions hexagonales désorientées.

Le même fractionnement s'observe sur un échantillon ayant subi un faible écrouissage (3 %) avant transformation $\beta \to \alpha \to \beta$.

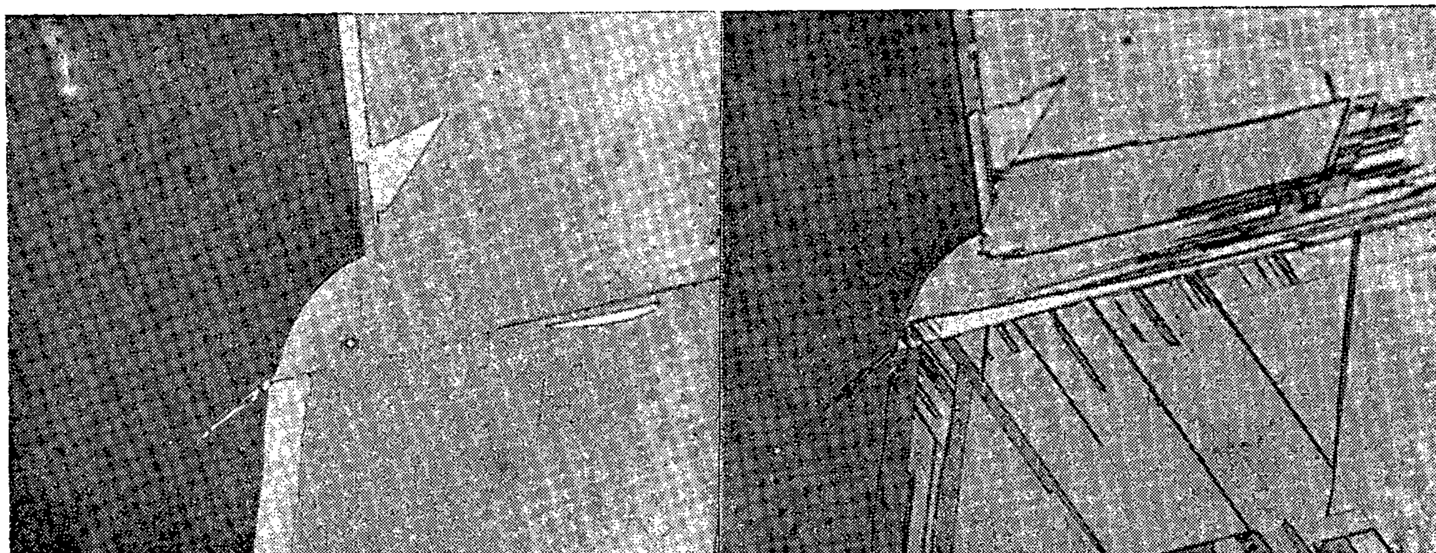


Fig. 2*a*. Fig. 2*b*.

Fig. 2. — Attaque anodique à l'ambiante.

(*a*) grain hexagonal de départ;

(*b*) même endroit après transformation c. f. c. → hex. comp. au cours d'un refroidissement rapide.

(G = 700). Réduction de moitié pour la reproduction.

De plus, la figure 3 montre au voisinage immédiat des extrémités des macles mécaniques (écrouissage local provoqué par polissage) de nombreuses stries fines dues à la transformation.



Fig. 3. — Attaque anodique. (G = 1000). Réduction de moitié pour la reproduction.

Ceci suggère que la germination s'effectue essentiellement sous l'action de contraintes hétérogènes et principalement aux endroits où existent des concentrations de tensions.

([1]) H. Bibring et F. Sébilleau, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1496.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Influence du traitement à chaud dans l'hydrogène sur les propriétés des alliages binaires magnésium-zirconium.* Note (*) de MM. **Jean Hérenguel, Jacques Boghen** et **Pierre Lelong**, présentée par M. Georges Chaudron.

F. Sauerwald ([1]) a montré que par barbotage d'hydrogène dans l'alliage Mg—Zr à 0,6 % maintenu liquide à 750° C, le zirconium se décante totalement dans le fond du creuset sous forme d'un hydrure insoluble. Nous avons nous-mêmes vérifié l'insolubilité quasi-totale de l'hydrure, en maintenant fondu à 675° C sous courant d'hydrogène un petit lingot d'alliage Mg—Zr à 0,50 %; après solidification et refroidissement lent, l'hydrure est visible à la partie basse du lingot (*fig.* 1), et l'analyse du reste du métal montre un titre en Zr inférieur à 0,04 %. La même expérience faite sous atmosphère d'argon ne montre aucune décantation, et la teneur en Zr en tous points du lingot reste la même qu'avant l'essai.

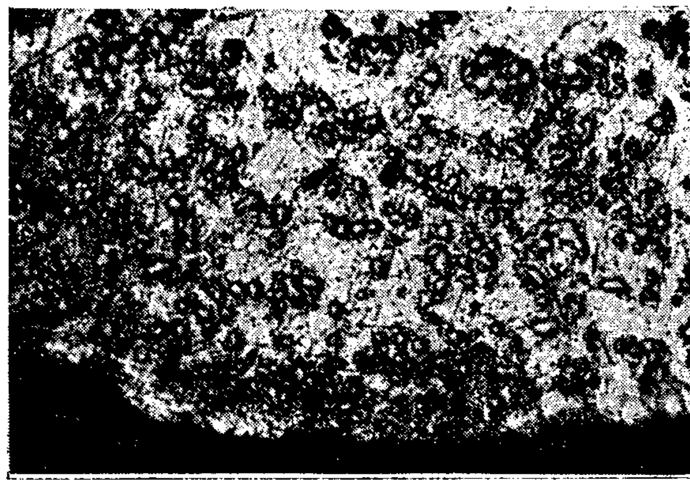


Fig. 1. — Alliage Mg—Zr à 0,50 % Zr, fondu et maintenu à 675° C sous hydrogène. Partie basse du lingot après polissage mécanique. (G = 330).

Nous avons ensuite soumis à un traitement par l'hydrogène un alliage corroyé à 0,57 % de zirconium entre 400 et 500° C, avec témoins traités dans le gaz carbonique et dans l'argon. Les propriétés mécaniques ont été mesurées à la température ordinaire (R, E kg/mm², A % sur $\sqrt{67\,S}$ et réparti, c'est-à-dire en dehors de la striction) et à chaud (entre 200 et 400° C), en notant pour ces essais la durée de vie sous une contrainte déterminée, la striction et l'allongement réparti après rupture. La structure a été suivie par micrographie et des analyses faites pour déterminer les teneurs respectives en zirconium soluble et insoluble (dans l'acide chlorhydrique à 15 % froid). Tous les essais ont porté sur des fils de Ø 2,4 mm obtenus par extrusion de lingots de composition vérifiée. Quelques essais complémentaires ont porté sur des alliages à 0,20, 0,27 et 0,40 % Zr.

A la température ordinaire, l'alliage à 0,57 % montre, en fonction de la durée d'exposition préalable à 500° C dans l'hydrogène, tout d'abord un durcissement (particulièrement visible sur la limite élastique), puis un adoucissement. Pour les témoins chauffés sous CO_2 sec ou sous argon, on note une évolution lente des propriétés due au grossissement banal du grain (*fig.* 2).

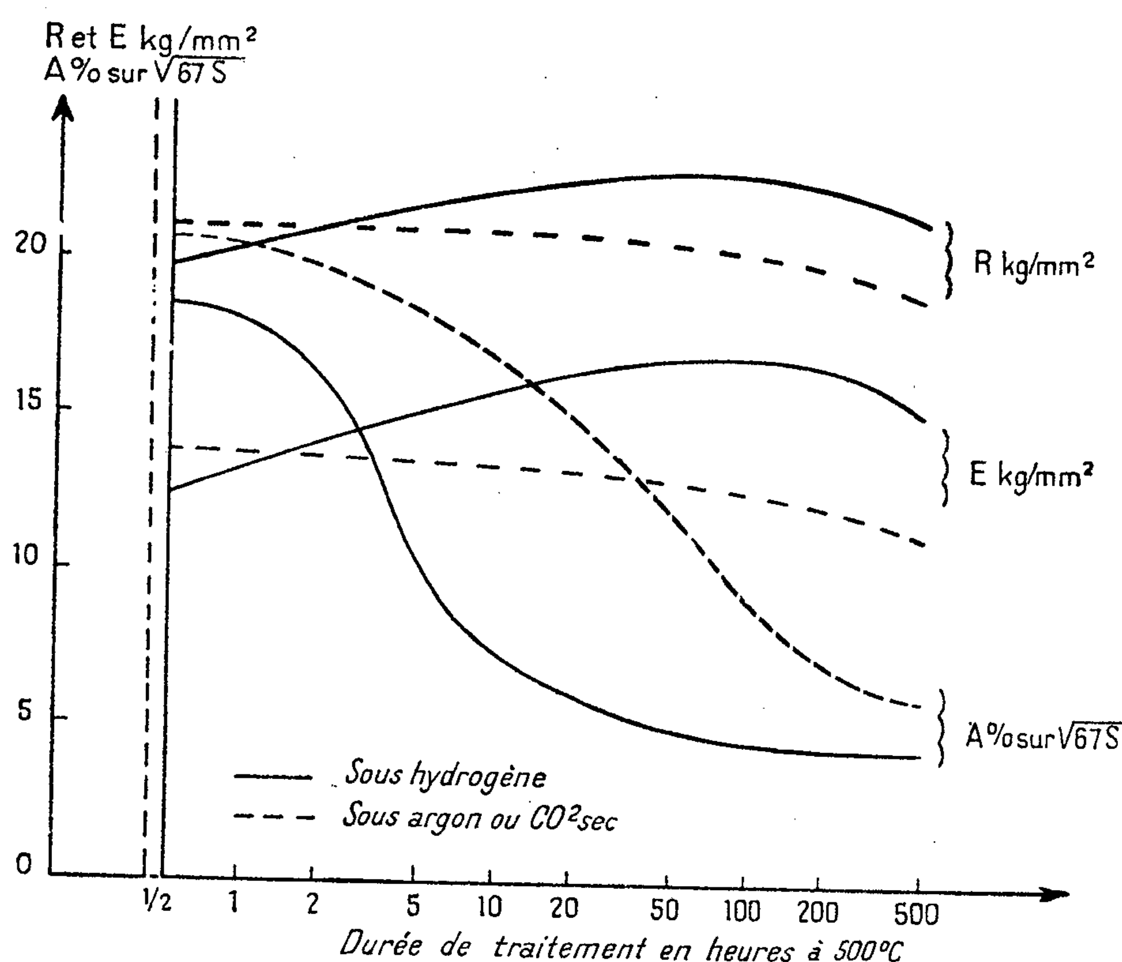


Fig. 2. — Évolution des propriétés mécaniques, mesurées à 20° C, d'un fil de Mg—Zr à 0,57 % en fonction du temps d'exposition à 500° C sous hydrogène ou sous argon (ou CO_2 sec).

A 200° C, la durée de vie sous contrainte (3,5 kg/mm²) augmente tout d'abord avec la durée du traitement préalable dans l'hydrogène à 500° C, tandis que la striction et l'allongement réparti diminuent. Après 100 h environ de traitement, la durée de vie décroît pendant que les allongements s'accroissent. Il y a bonne concordance dans l'évolution des propriétés de résistance et de capacité de déformation, à froid et à 200° C, en fonction du temps de traitement dans l'hydrogène.

Les analyses montrent qu'après 5 h à 500° C dans l'hydrogène, le zirconium est devenu totalement insoluble à l'acide chlorhydrique quelque soit le temps de traitement. Il conserve ensuite cette propriété. C'est précisément pour ce temps de 5 h que les propriétés mécaniques commencent à évoluer. Sur les témoins, le zirconium reste à peu près totalement sous la forme soluble (la teneur varie de 0,57 à 0,50 % après 1000 h sous argon)

La micrographie optique montre après 500 h à 500° C dans l'hydrogène une précipitation extrêmement fine, plus abondante sur les zones

du lingot originellement riches en zirconium et allongées par le filage (*fig.* 3). La précipitation n'est pas visible par chauffage dans l'argon ou le gaz carbonique. De plus, le grain de l'alliage traité dans l'hydrogène reste beaucoup plus fin que pour les témoins traités sous argon ou sous CO_2.

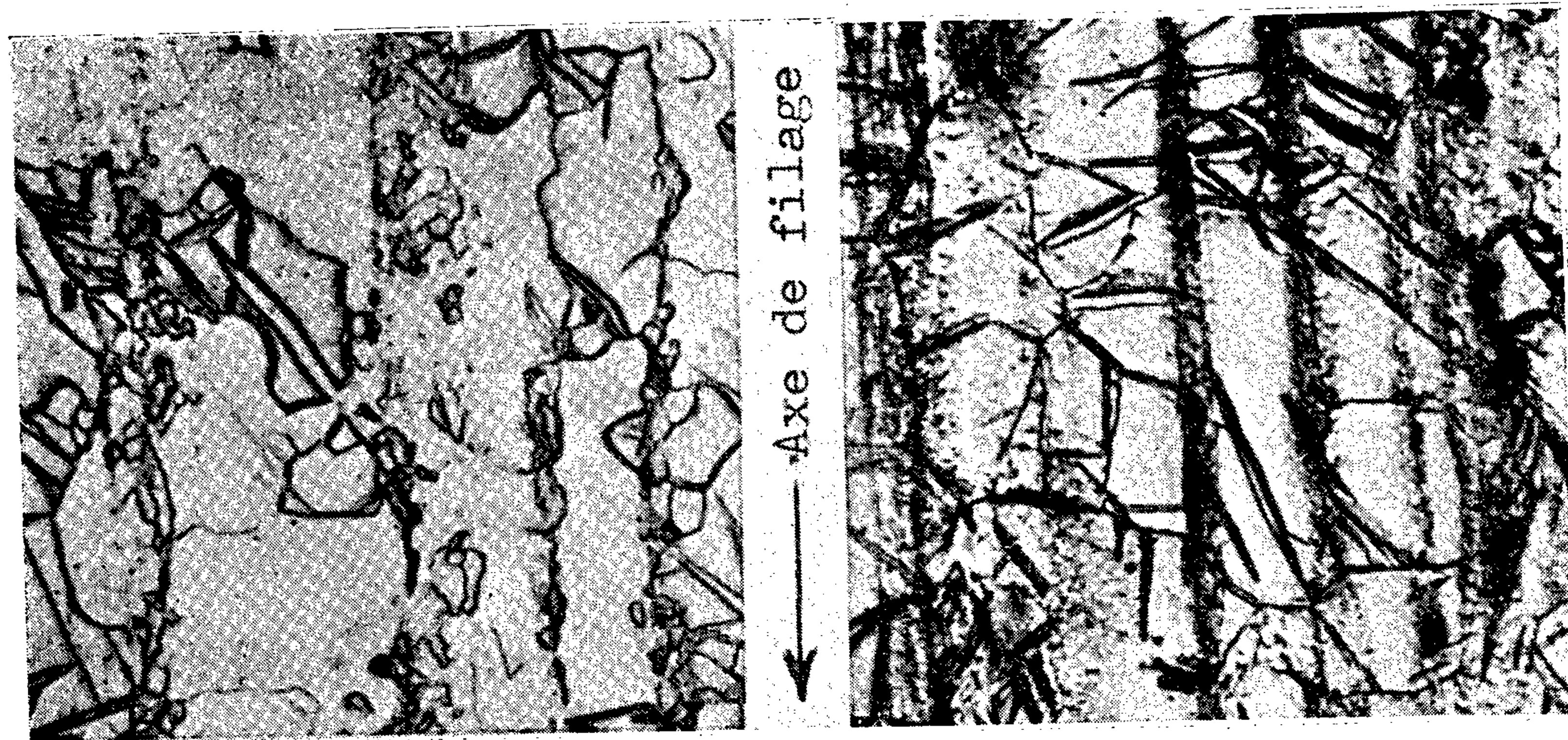


Fig. 3. — Aspect micrographique après polissage chimique d'un alliage Mg—Zr à 0,57 % Zr (coupe parallèle à l'axe de filage) :
à gauche : témoin avant traitement;
à droite : chauffé 500 h à 500°C sous hydrogène. (G × 500.)

Nous déduisons de toutes ces observations qu'à 500° C l'hydrogène provoque une précipitation rapide d'hydrure de zirconium entraînant un véritable durcissement structural. L'hydrure coalesce ensuite très lentement, ce qui adoucit l'alliage; le mécanisme est analogue à celui du durcissement par oxydation interne avec formation d'un oxyde très peu soluble.

Si l'on mesure les propriétés à 300 et à 400° C, on constate une atténuation progressive des écarts entre l'alliage traité à 500° C dans l'hydrogène et les témoins traités dans l'argon et CO_2, mais les allongements et les strictions montrent les différences les plus sensibles. A partir de 400° C l'arrangement structural de l'hydrure perd de son influence sur les caractéristiques de déformation à chaud.

Si le traitement préalable dans l'hydrogène est effectué à 450° C, on voit s'étaler le durcissement dans l'échelle des temps; à 400° C il est considérablement ralenti : en 1000 h on ne peut constater qu'une diminution des allongements à la température ordinaire et à chaud.

Enfin, pour l'hydrogénation préalable à 500° C les alliages à 0,40 et 0,27 % Zr se comportent comme l'alliage à 0,57 % que nous avons décrit. Pour la teneur de 0,20 % les phénomènes s'atténuent sensiblement.

Il est important de constater que le zirconium précipité dans le magnésium sous forme d'hydrure très peu soluble entraîne un blocage particulièrement efficace de la croissance du grain, même par chauffage prolongé à haute température. Ce phénomène est probablement en relation avec la très faible vitesse de coalescence de cet hydrure à l'état divisé.

(*) Séance du 25 novembre 1957.
(1) F. SAUERWALD, *Z. Metallkunde*, 40, 1949, p. 44.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Sur l'évolution de la résistance électrique de l'aluminium écroui de « zone fondue » au cours de recuits à —79° C.* Note (*) de MM. **Omourtague Dimitrov** et **Philippe Albert**, présentée par M. Georges Chaudron.

Dans des publications antérieures (1), nous avons montré la recristallisation de l'aluminium écroui de zone fondue à —45° C. Le métal était laminé à 97 % $[(S_0 - S)/S_0 \times 100]$ en chambre froide à — 18° C; l'éprouvette était refroidie à la température de l'azote liquide entre chaque réduction de section. La recristallisation était suivie par la mesure de la résistivité électrique à basse température (20,4° K), par diffraction des rayons X, et par observation de la structure micrographique après polissage et oxydation anodique à — 60° C.

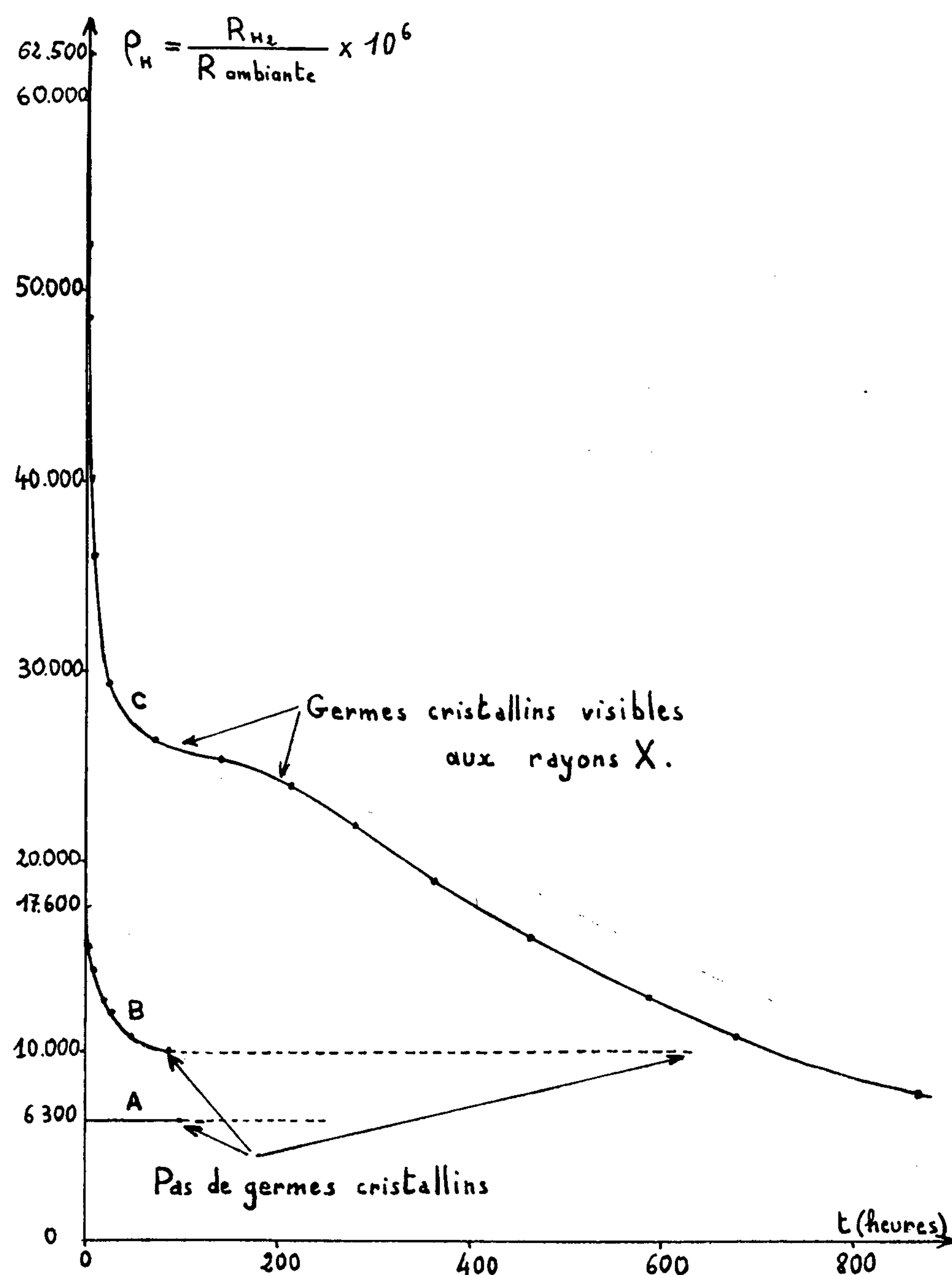
Afin de préciser les conditions d'écrouissage à froid, nous avons mis au point une technique de laminage de l'aluminium dans l'azote liquide. Les résultats de nos premiers essais montrent qu'on obtient ainsi un écrouissage très important de l'aluminium. Dans le métal de zone fondue écroui dans ces conditions, certaines imperfections présentent une très grande mobilité, même à la température de sublimation de la neige carbonique (— 79° C). Cette évolution est mise en évidence par les courbes de la figure 1, où l'on porte en ordonnées la résistance relative à la température de l'hydrogène liquide $(\rho_H = R_{H_2}/R_{ambiante})$ et en abscisses le temps de recuit à — 79° C, en heures, de trois échantillons d'aluminium laminés à 97 % dans des conditions de température très différentes.

La courbe A est relative à un aluminium écroui à la température ambiante (20° C). L'échantillon a été placé à la température de l'azote liquide immédiatement après l'écrouissage. Dans ces conditions la résistance $\rho_H = R_{H_2}/R_{ambiante}$ est égale à 0,0063 et ne varie pas après un recuit de 100 h à — 79° C.

La courbe B est relative à un métal écroui en chambre froide suivant la technique utilisée dans tous nos essais antérieurs. La résistance, aussitôt après l'écrouissage, est de 0,0176. Au cours des premiers recuits à — 79° C, on note une évolution rapide de ρ_H qui se ralentit considérablement par la suite.

La courbe C est obtenue avec un métal écroui entièrement dans l'azote

liquide. La résistance après écrouissage est alors de 0,0625. La vitesse et l'ampleur de l'évolution de ρ_H au cours des premiers recuits à — 79° C sont considérablement plus grandes que pour les métaux écrouis suivants les deux autres techniques. Après une centaine d'heures de recuit à — 79° C, on observe un point d'inflexion sur la courbe d'évolution de ρ_H en fonction du temps ; à partir de ce moment, ρ_H diminue à nouveau plus rapidement.



Variation de la résistance relative de l'aluminium de zone fondue en fonction du temps de recuit à — 79° C ; après un laminage de 97 %.
A, échantillon écroui à la température ambiante (20° C) ;
B, Échantillon écroui en chambre froide (— 18° C) ;
C, Échantillon laminé dans l'azote liquide.

L'examen par diffraction des rayons X (anticathode de molybdène, 45 kV collimateur 0,6 mm, distance film-échantillon 3 cm) et par micrographie des échantillons précédents et d'autres échantillons ayant subi des traitements

identiques montre que les éprouvettes A et B ne présentent pas de recristallisation observable après les recuits de 100 h à 79° C; pour une éprouvette de type B, on n'observe pas de germes cristallins, même après un mois de recuit à — 79° C. Au contraire, sur l'éprouvette C, on décèle l'existence de germes cristallins après le recuit de 100 h à — 79° C, et l'on peut en conclure que la seconde partie de la courbe C correspond à la recristallisation de l'aluminium. Des essais ultérieurs nous permettront de préciser à quel moment s'achève cette recristallisation.

Cet abaissement notable de la température de recristallisation de l'aluminium de zone fondue nous semble dû à l'emploi de la nouvelle technique d'écrouissage; de même l'aluminium écroui à la température de l'azote liquide recristallise complètement en 200 h à — 52° C, tandis que le même métal écroui en chambre froide n'est complètement recristallisé en 200 h qu'à une température de recuit de — 38° C.

En conclusion, nous avons montré que l'étude du recuit de l'aluminium de zone fondue à — 79° C met en évidence deux catégories de défauts, dont l'élimination se fait à des vitesses très différentes. L'écrouissage de l'aluminium de « zone fondue » dans l'azote liquide augmente notablement le nombre de ces deux catégories de défauts. Par ailleurs, cet hyperécrouissage dans l'azote liquide produit un abaissement important de la température de recristallisation de l'aluminium de zone fondue, pour lequel on voit apparaître des germes cristallins après seulement 100 h à — 79° C.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

(1) PH. et ALBERT, J. LE HÉRICY, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1612; PH. ALBERT, Supplément au *Bull. Institut. Intern. Froid*, 1956, p. 41; PH. ALBERT et O. DIMITROV, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 681.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Mise en évidence d'un phénomène de régénération d'un cristal unique de fer α par conservation de germes au cours de la transformation allotropique* $\alpha \rightleftharpoons \gamma$. Note (*) de MM. **Gérard Donzé** et **René Faivre**, présentée par M. Georges Chaudron.

Lorsqu'un cristal de fer α contenant certaines impuretés comme le carbone et l'azote est chauffé un peu au-delà de son point de transformation, il possède la curieuse propriété d'être régénéré au refroidissement. Les auteurs expliquent ce phénomène en admettant que des germes de fer α sont conservés dans la structure polycristalline de fer γ.

Dans ce travail, nous avons utilisé des cristaux uniques préparés d'une part à l'aide de la méthode d'Edwards et Pfeil (1) à partir de fer ex-carbonyle fondu sous vide, d'autre part en appliquant la méthode de changement de phase à du fer ex-carbonyle purifié électrolytiquement par la

méthode Talbot-Chaudron [2]. Ces derniers cristaux de fer pur sont étudiés soit tels quels, soit nitrurés par l'ammoniac à 600° C, soit carburés par de l'acétylène à 650° C.

Les transformations des monocristaux de fer sont étudiées à l'aide d'un dilatomètre Chénevard à enregistrement photographique muni de la tête de microdilatomètre et d'un dispositif permettant de maintenir les éprouvettes sous un vide de l'ordre de 10^{-4} mm de mercure. Le four à programme permet de réaliser des chauffages et des refroidissements à une vitesse parfaitement constante de 2 degrés/h. Dans ces conditions, de faibles différences de température sont mesurées de façon précise par l'intermédiaire des intervalles de temps correspondants.

L'orientation du cristal primitif de fer α est déterminée par la méthode de Laue en retour. Après un chauffage au-delà du point de transformation suivi de refroidissement, l'attaque de l'éprouvette au nital permet de voir si elle est à l'état polycristallin ou monocristallin; dans ce dernier cas, on détermine l'orientation du cristal de fer α par la méthode de Laue.

La texture de la phase γ qui s'est formée pendant l'expérience dilatométrique peut être saisie en réalisant à la surface du métal, une mince pellicule d'oxyde épitaxique [3] qui se conserve au cours du refroidissement. On effectue l'oxydation dans l'enceinte du dilatomètre en introduisant de l'air sous pression réduite (*fig.* 1).

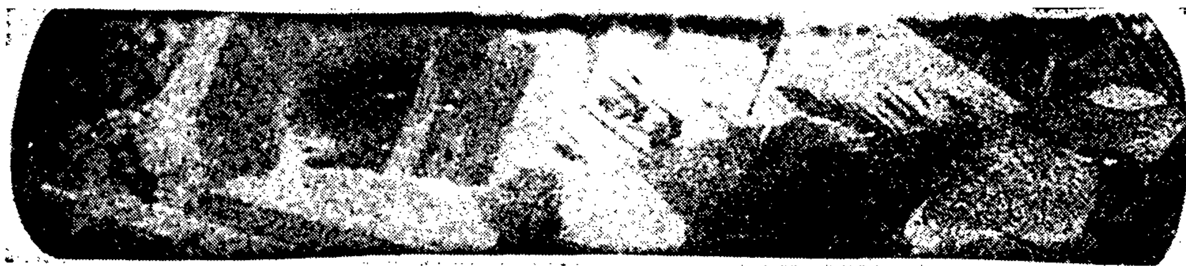


Fig. 1. — Photographie de la pellicule d'oxyde épitaxique formée sur les cristaux de fer γ. (Cliché Baumann : G = × 8.)

Les expériences effectuées sur un cristal unique obtenu à partir du fer ex-carbonyle fondu sous vide ont montré que si l'on a soin de ne pas dépasser la température de fin de transformation de plus de 6° C, le refroidissement régénère un cristal unique de fer α ayant la même orientation que le cristal initial. Le diagramme de Laue montre en outre que ce cristal est moins parfait que le cristal primitif. La répétition de l'expérience accroît le degré d'imperfection du cristal. Par contre, lorsqu'on dépasse de plus de 6° C la température de fin de transformation, on obtient après refroidissement un agrégat polycristallin de fer α.

Le phénomène de régénération du cristal unique primitif n'apparaît pas dans le cas du fer purifié par la méthode Talbot-Chaudron [2] même lorsque la température de fin de transformation est dépassée de moins

de 2° C. Par contre, il se manifeste de nouveau lorsque ce fer est légèrement carburé ou nitruré. C'est ainsi que le domaine de maintien de la régénération est de 2° C lorsqu'on ajoute au fer Talbot des traces d'azote (moins de 20 p. p. m.) et de 3° C lorsqu'on introduit des traces de carbone (moins de 50 p. p. m.).

Dans le cas où le cristal est régénéré, l'amplitude de l'anomalie dilatométrique est sensiblement la même au chauffage et au refroidissement; lorsque le cristal se morcelle, cette amplitude est beaucoup plus grande au refroidissement qu'au chauffage (*fig.* 2). Rappelons que nos expériences

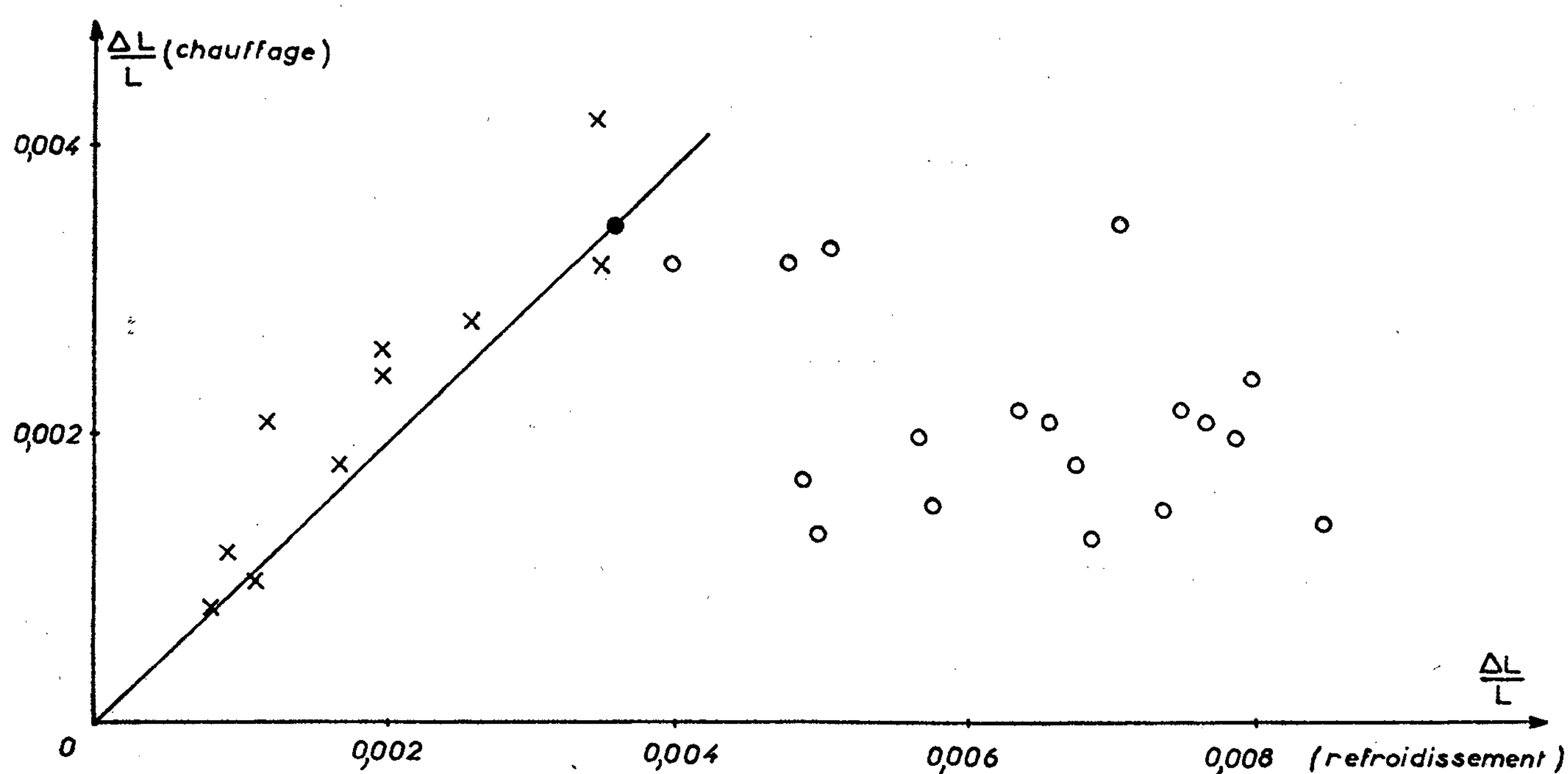


Fig. 2. — Comparaison des amplitudes des anomalies dilatométriques au chauffage et au refroidissement pour les cristaux uniques de fer α préparés à partir de fer ex-carbonyle par la méthode d'Edwards et Pfeil :

× le cristal unique de fer α est régénéré;
○ le cristal unique de fer α est morcelé après refroidissement;
● amplitude de l'anomalie moyenne calculée à partir des données structurales

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{1}{3}\frac{\Delta V}{V} = 0{,}00354 \quad (^5).$$

sont effectuées dans des conditions très différentes de celles de Lehr qui étudiait un agrégat polycristallin dans un four réalisant un important gradient de température dans l'échantillon ([4]). Nos éprouvettes monocristallines, d'une longueur de 12 mm, sont placées dans un four ordinaire et ont une température pratiquement uniforme.

Nous expliquons l'ensemble des faits expérimentaux en admettant que des germes de la structure α sont conservés dans l'état γ à condition que la température de l'éprouvette reste inférieure à la température limite de régénération. Cette interprétation repose sur les faits suivants :

a. Le cristal α primitif est régénéré bien que le métal soit polycristallin dans l'état γ (*fig.* 1), ce qui implique un souvenir de l'état α dans chacun des cristaux constituant l'agrégat de fer γ.

b. La température de début de transformation au refroidissement est plus élevée de 1° C (*fig.* 3) lorsqu'il y a régénération : dans ce cas, la transformation s'effectue à une température plus voisine de la température d'équilibre ce qui implique la préexistence de germes.

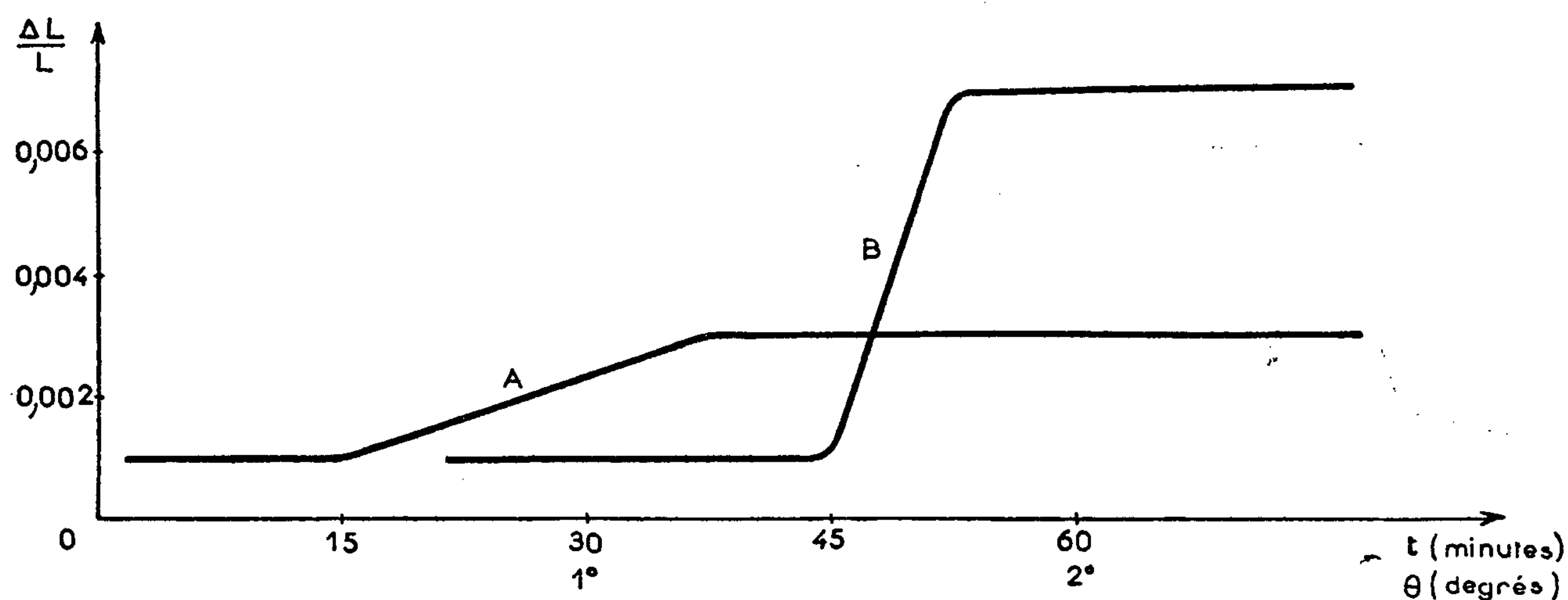


Fig. 3. — Courbes d'analyse thermodilatométrique tracées au cours du refroidissement : A, sur un cristal régénéré; B, sur un cristal morcelé. Vitesse de refroidissement : 2° C/h.

c. La transformation est plus lente lorsqu'il y a régénération (*fig.* 3) pour deux raisons : elle se produit à une température plus proche de la température d'équilibre et la croissance des cristaux s'effectue à partir de germes préexistants moins nombreux que les germes de germination spontanée.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

(1) Edwards et Pfeil, *J. Iron Steel Inst.*, **109**, 1924, p. 129; **112**, 1925, p. 79.
(2) Talbot, Albert, Caron et Chaudron, *Rev. Mét.*, **50**, n° **12**, décembre 1953, p. 817-828.
(3) Bénard et Bardolle, *Comptes rendus*, **232**, 1951, p. 2217.
(4) Lehr, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1172.
(5) Basinski, Hume Rothery et Sutton, *Proc. Roy. Soc.*, **229** (A), 1955, p. 459.

(*Laboratoire de l'État Métallique, Faculté des Sciences et École Nationale supérieure de la Métallurgie et de l'Industrie des Mines de Nancy.*)

MÉTALLOGRAPHIE. — *Sur le classement de la résistance des aciers à la corrosion sous tension dans des solutions salines saturées d'hydrogène sulfuré.* Note (*) de M. **Eugène Herzog**, présentée par M. Georges Chaudron.

La résistance à la corrosion des aciers, en présence d'hydrogène sulfuré, varie dans de larges limites avec les conditions des essais. Aussi les résultats obtenus par différents auteurs sur les contraintes admissibles sont généralement peu comparables. Dans la présente Note, nous nous propo-

sons de préciser les conditions d'un classement et nous indiquerons l'influence de certains facteurs très importants sur la propagation des fissures : la teneur en ions hydrogène de la solution, l'écrouissage préalable, enfin le taux et la répartition des contraintes.

Les milieux d'attaque ont été constitués de solutions de chlorure de sodium à 1 %, saturées constamment d'hydrogène sulfuré, dont le pH varie de 4,4 à 4,5. Par une addition d'acide chlorhydrique (0,36 %) ou d'acide acétique (0,5 %), on stabilise le pH à une valeur comprise entre 3 et 3,5. La mise sous contrainte a été effectuée par poids et leviers dans les épreuves de traction sur éprouvettes de 3 mm de diamètre à surfaces rectifiées et polies, sous des charges égales à la limite conventionnelle $E_{0,2}$.

Les aciers comparés ont été : A, un acier doux calmé, normalisé à 920° C, $E_{0,2} = 32$ kg/mm²; B, un acier doux à carbone fixé sur le titane dans le rapport 1/8, normalisé à 980°, $E_{0,2} = 18$ kg/mm²; C, un acier mi-dur Mn-Mo, normalisé à 850°, $E_{0,2} = 60$ kg/mm²; D, un acier doux Cr-Mo-Al-V trempé et revenu, $E_{0,2} = 60$ kg/mm².

TABLEAU.

Acier.	Contraintes (kg/mm²).	Écrouissage (%).	Durée en heures pH 3-3,5.	Durée en heures pH 4-4,5.
A	32	0,2	3,30 à 4	8 à 10
	29	0	–	20
	16	0	–	270
B	18	0	13 à 20	600 à 1000
	–	1	–	200 à 200
C	60	0,2	0 h 25 mn à 0 h 50 mn	10 à 14
	57	0	1	70 à 72
	50	0	1 h 30 mn	100
	42	0	4 h 30 mn	1 000
	36	0	42	2 500 (*)
	57	1	–	1 à 2
D	60	0,2	1 h 20 mn à 1 h 30 mn	400 à 600
	57	0	2 h 20 mn	1 000
	50	0	–	3 500
	47	0	11	10 000 (*)
	42	0	425	100 000 (*)
	60	1	–	50

(*) Par extrapolation.

L'écrouissage préalable a été réalisé par traction en mesurant l'allongement permanent.

La comparaison des résultats par essais de traction montre des durées avant rupture de quelques heures seulement en milieu acide de pH 3 à 3,5; par contre, avec une teneur en ions H^+ inférieure, pH variant de 4 à 4,5,

les aciers B et D sont très résistants jusqu'à 1000 h. En milieu acide, il faut réduire le taux des contraintes d'environ 30 à 50 % si l'on veut prolonger les durées de ces aciers, par exemple des aciers D et B. Après un écrouissage préalable de 1 à 2 %, la durée de vie des éprouvettes en acier C ou D est réduite de 10 à 20 fois, toujours pour des contraintes $E_{0,2}$ et un pH de 4 à 4,5.

En conclusion, il n'est donc pas indiqué d'accélérer les ruptures par une plus forte concentration en ions hydrogène, mais il est préférable de reproduire fidèlement l'acidité réelle du milieu corrosif. Ainsi nous citerons un résultat obtenu avec un mélange de 60 % d'hydrogène sulfuré et de 40 % de gaz carbonique, sursaturé d'eau sous 10 atm; l'acier C s'est rompu en deux jours. Au contraire, l'acier D est resté intact après 35 jours d'exposition, les contraintes étant égales à $E_{0,2}$ (tableau) ([1]).

L'essai de traction dans un milieu d'attaque dont la teneur en ions hydrogène est voisine des conditions naturelles, reproduit au mieux les conditions de corrosion sous tension dans les milieux chargés d'hydrogène sulfuré. L'accélération des ruptures obtenues en fonction des contraintes et de l'écrouissage permet une extrapolation des contraintes et des déformations admissibles pour la sécurité des ouvrages ([2]), ([3]).

Ces expériences confirment donc de nouveau qu'il est nécessaire de réaliser, dans les essais de laboratoires, une solution corrosive aussi voisine que possible du milieu d'utilisation.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

([1]) Cet acier a déjà résisté au gaz naturel de Lacq pendant 18 mois sans incident.

([2]) E. Herzog, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 1129.

([3]) E. Herzog, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1499.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Influence du traitement thermique sur le vieillissement après trempe et déformation du fer pur.* Note de MM. **Bernard Migaud** et **Jean Talbot**, transmise par M. Georges Chaudron.

Dans une Note précédente ([1]) nous avions défini les conditions de vieillissement du fer pur électrolytique, contenant de faibles teneurs en carbone. Nous avions montré, en particulier, que la variation des caractéristiques mécaniques était indépendante de la teneur totale en carbone, pour des échantillons refroidis lentement sous vide. Nous voulons montrer maintenant l'influence des traitements thermiques préalables.

Nous avons préparé des éprouvettes de traction contenant 0,040 % de carbone total. En vue de montrer l'influence de la quantité de carbone maintenue en sursaturation, ces éprouvettes sont chauffées à 400, 550 et 720°C,

puis trempées à l'eau. Les teneurs en carbone dissous sont indiquées dans le tableau ci-dessous ([2]).

Température de trempe (°C)	400	550	650	720
Carbone dissous % en poids	0,0018	0,0068	0,013	0,020

La figure 1 montre les courbes de traction obtenues pour chaque traitement thermique considéré; les deux courbes représentées, pour chaque température

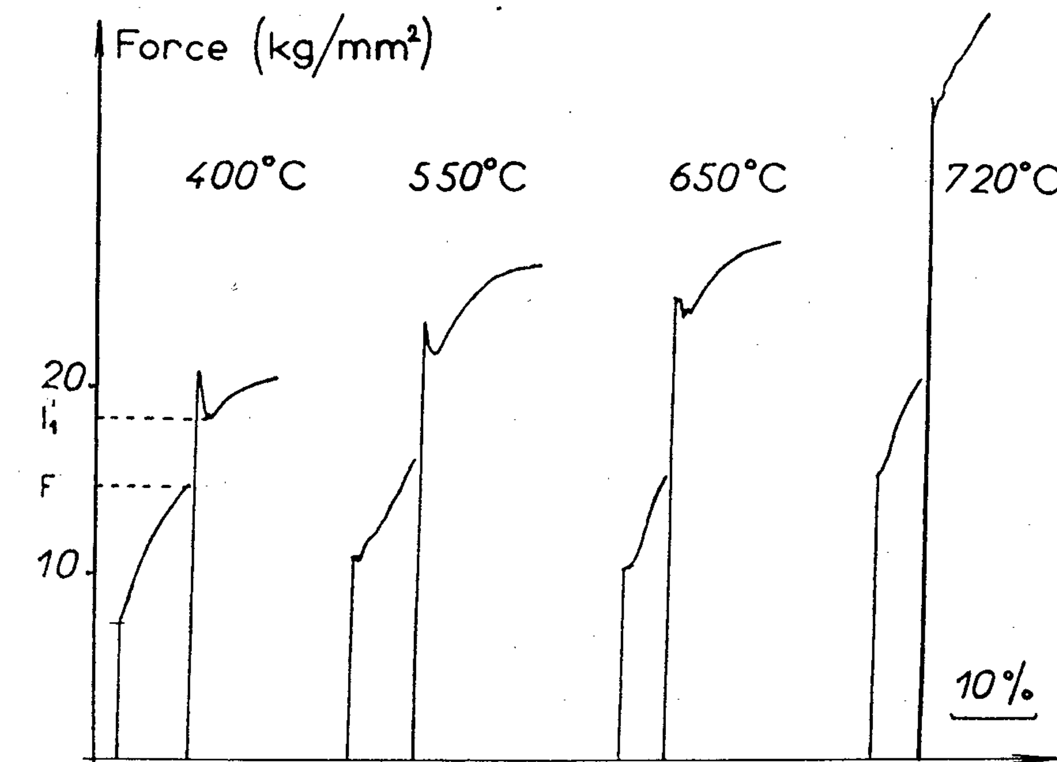


Fig. 1. — Fer électrolytique carburé à 0,040 %. Vieillissement après trempe et déformation (30 h à 53° C).

de trempe, correspondent à la même éprouvette de traction; la première courbe permet de connaître les propriétés mécaniques immédiatement après la trempe

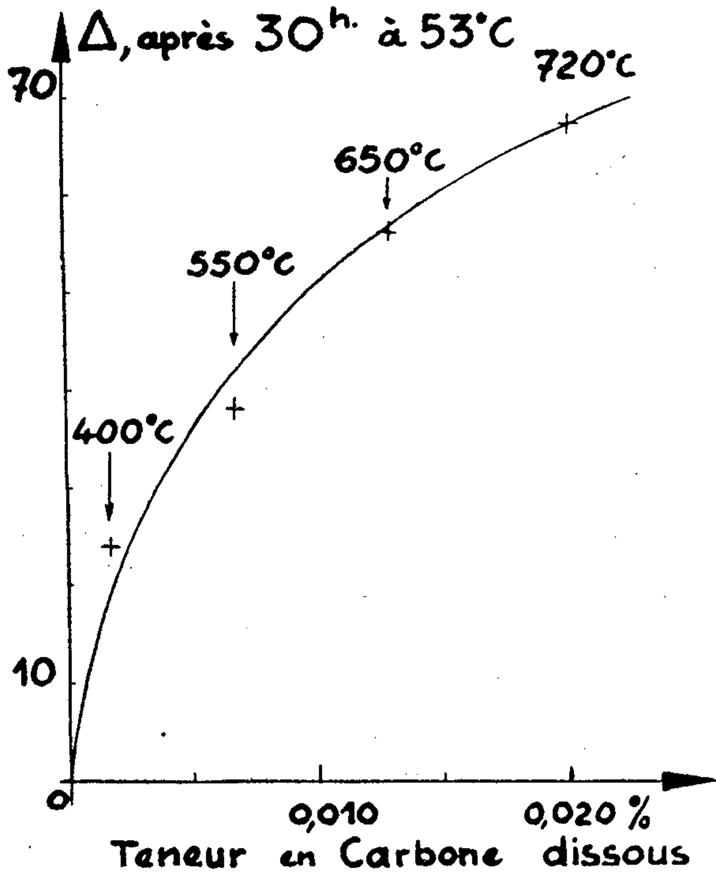


Fig. 2. — Variation du vieillissement avec la teneur en carbone dissous.

jusqu'à un allongement de 5 % environ ; la seconde courbe montre la variation des caractéristiques mécaniques après cet écrouissage et un vieillissement de 30 h à 53°C.

La figure 2 représente, en fonction de la teneur en carbone dissous, la variation de la grandeur

$$\Delta = \frac{l'_1 - f}{f} \times 100 \quad (^1);$$

nous voyons que le vieillissement Δ est d'autant plus important que la quantité de carbone susceptible de précipiter de la solution solide est plus élevée. Avant le vieillissement, le carbone, en excès par rapport à la solubilité à la température de trempe, forme des précipités qui ne doivent pas influencer ce phénomène ; par contre, le carbone qui s'amasse aux dislocations après l'écrouissage préliminaire et pendant le vieillissement, doit jouer un rôle très important sur la variation des caractéristiques mécaniques.

Ces hypothèses sont d'ailleurs bien confirmées si nous étudions la précipitation du carbone de la solution solide sursaturée par mesure de la résistivité aux très basses températures [3].

(1) B. Migaud et J. Talbot, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1771.
(2) C. A. Wert, *J. Met.*, 188, 1950, p. 1242.
(3) *Comptes rendus*, 246, 1958 (à paraître).

(Laboratoire de Vitry du Centre National de la Recherche scientifique.)

CHIMIE THÉORIQUE. — *Étude de la molécule de méthane par la méthode du champ self-consistant.* Note de Mmes **Sylvette Besnaïnou** et **Monique Roux**, présentée par M. Louis de Broglie.

La méthode dite du « champ self consistant » appliquée aux orbitales moléculaires, considérées comme des combinaisons linéaires d'orbitales atomiques, proposée par Roothaan [1] a été appliquée à la molécule de méthane. Les orbitales moléculaires s'expriment sous la forme

$$\Phi_i = \sum_p a_{ip} \chi_p,$$

où les χ_p sont les orbitales de symétrie de la molécule.

Ces orbitales de symétrie sont elles-mêmes construites à partir des orbitales atomiques de Slater, soit, pour le carbone :

$$2s_c = \left(\frac{a^5}{3\pi}\right)^{\frac{1}{2}} r_c\, e^{-ar_c},$$

$$2p_{z_c} = \left(\frac{a^5}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} r_c \cos\theta\, e^{-ar_c},$$

$$2p_{y_c} = \left(\frac{a^5}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} r_c \sin\theta \cos\varphi\, e^{-ar_c},$$

$$2p_{x_c} = \left(\frac{a^5}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} r_c \sin\theta \sin\varphi\, e^{-ar_c},$$

avec $a = 1,625$.
et pour l'hydrogène :

$$1s_{h_j} = \left(\frac{1}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-r_{h_j}}.$$

Les approximations fondamentales ont été les suivantes :

a. Les électrons $1s$ du carbone ont été placés dans le « noyau », ce qui conduit à prendre un numéro atomique du carbone Z égal à 4 au lieu de 6.

b. L'orbitale atomique $2s$ du carbone est l'orbitale ordinaire de Slater sans nœud; donc elle n'est pas orthogonale à l'orbitale $1s$ du carbone.

c. Les intégrales multicentriques ont été estimées par la méthode de Mulliken.

L'équation séculaire du problème variationnel est de la forme

$$(H^c + G)\, a_i = \varepsilon_i S a_i,$$

avec

$$H^c = -\frac{1}{2}\Delta - \left(\sum_{h=1}^{4} r_{hi}\right) - \frac{4}{r_c}$$

et

$$G = \sum_i (2J_i - K_i) \qquad i = 1, \ldots, 4)$$

En raison de la symétrie de la molécule, l'équation séculaire se décompose finalement en deux équations du second degré.

Deux calculs ont été réalisés en utilisant comme base :

1° Les orbitales moléculaires occupées et les orbitales virtuelles qui leur correspondent.

2° Les orbitales de symétrie.

Les deux études, après obtention de la self-consistence par une méthode itérative classique, ont conduit aux mêmes résultats pour les énergies d'ionisation. Leurs valeurs sont données dans le tableau ci-dessous.

Énergies d'ionisation (en eV).

	(1).	(2).	(3).	(4).
1re énergie d'ionisation	33,62	11,21	53,7	13,04
2e énergie d'ionisation	44,68	18,02	80,7	20

On trouvera dans la première colonne les résultats de ce travail comparés dans la colonne n° 2 aux résultats obtenus par l'approximation du champ central ([3]) et aux résultats obtenus par une méthode approchée du genre

Hartree dans la colonne n° 3 ([4]). La colonne n° 4 donne les valeurs expérimentales ([5]).

Il est possible que les approximations *a* et *b* soient grandement responsables des écarts observés entre les valeurs expérimentales et les valeurs théoriques de ce travail. D'autre part l'ordre de grandeur des erreurs entraînées par l'approximation *c* est très variable suivant les catégories d'intégrales considérées. En conséquence, une deuxième étude est en cours pour voir l'influence des différentes approximations utilisées.

([1]) C. C. J. ROOTHAAN, *Rev. Mod. Phys.*, 23, 1951, p. 69.

([2]) M. KOTANI et A. AMEMIYA, *Proc. Phys. Math. Soc. Japan* (Part II and III), 22, 1940, p. 1.

([3]) K. FUNABASHI et J. MAGEE, *J. Chem. Phys.*, 26, 1957, p. 407.

([4]) C. A. COULSON, *Trans. Faraday Soc.*, 33, 1937, p. 388.

([5]) R. E. HORNIG, *J. Chem. Phys.*, 16, 1948, p. 105.

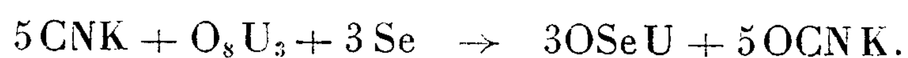
CHIMIE MINÉRALE. — *Sur l'oxyséléniure d'uranium*, OSeU.

Note de M. **PARVIZ KHODADAD**, présentée par M. Paul Lebeau.

Quelques nouvelles méthodes de préparation de OSeU sont indiquées. La structure cristalline est vérifiée; la densité et la susceptibilité magnétique sont mesurées. L'étude des propriétés chimiques révèle les différences entre l'oxyséléniure et les composés Se_3U et $Se_2U_{\alpha,\beta}$ et γ. L'action de l'aluminium à chaud est originale et conduit au séléniure Se_3U_2 dont nous décrivons le réseau cristallin.

En 1954, R. Ferro ([1]) a fait mention de l'oxyséléniure d'uranium, OSeU, pour lequel il indique trois modes de formation :

— fusion à 1000° C d'un mélange de CNK, O_8U_3 et sélénium, selon la relation



$$5\,CNK + O_8U_3 + 3\,Se \rightarrow 3\,OSeU + 5\,OCNK.$$

Après lavage à l'eau et dessiccation, on isole de la masse du résidu brun vert obtenu, les cristaux noirs de OSeU;

— action de SeH_2 humide sur le chlorure double, $Cl_4U.2ClNa$, à 600-700° C;

— oxydation de SeU.

La structure cristalline a été établie par l'auteur. Le réseau est quadratique du type FClPb, dont le côté de la base $a = 3{,}893$ kX et $c/a = 1{,}789$.

R. Ferro indique qu'au point de vue du comportement chimique, OSeU ressemble aux séléniures normaux.

De notre côté, nous avons indiqué dans une précédente Note ([2]), une réaction conduisant au même composé, suivant la relation



$$Se_2U + O_2U \rightarrow 2\,OSeU.$$

La combinaison est rendue possible par chauffage, à 500° C, du mélange maintenu sous vide, en tube scellé.

Nous avons par la suite essayé d'adapter à l'oxysélénìure d'uranium, la méthode indiquée par Eastman et ses collaborateurs (3) et (4), Picon et Flahaut (5) pour la préparation de l'oxysulfure OSU.

Nous avons soumis les oxydes d'uranium chauffés à 1 050-1 080° C, à l'action d'un courant de SeH_2. Si l'on utilise une nacelle de porcelaine, on n'obtient guère que l'oxyde O_2U. Mais lorsqu'on emploie une nacelle de graphite, la transformation a lieu et l'on obtient OSeU.

Dans une autre expérience, nous sommes parti, non plus de l'oxyde d'uranium, mais de l'oxalate d'uranium. Dans ce cas, même en absence de graphite, on aboutit à l'oxysélénìure vers 1 050-1 080° C.

Nous avons réalisé d'autres expériences, en chauffant Se_3U (6), $Se_2U_{\alpha,\beta}$ et $_\gamma$ (2) à 600° C dans un courant de SeH_2 saturé de vapeur d'eau à 0° C. Après plusieurs heures on obtient OSeU.

Nous réunissons, dans le tableau suivant, les résultats analytiques de ces produits.

Procédé de préparation utilisé.	Se (%).	U (%).	O %, par différence.
Oxyde d'uranium et SeH_2 (nacelle de graphite)......	23,63	71,34	5,03
Oxalate d'uranium et SeH_2 (nacelle de porcelaine)....	24,17	72,15	3,68
Se_3U, $Se_2U_{\alpha,\beta}$ et $_\gamma$ et SeH_2 humide.................	24,20	71,20	4,60
Valeurs théoriques pour OSeU......................	23,71	71,49	4,80

L'oxysélénìure est une poudre noire, bien cristallisée. Nous avons trouvé les paramètres suivants pour le réseau quadratique : $a = 3,908$ Å, $c = 6,996$ Å et $c/a = 1,790$.

La densité calculée pour deux molécules par maille est 10,38 g/ml. Expérimentalement, nous avons trouvé $d_4^0 = 10,40$.

La mesure de la susceptibilité magnétique moléculaire nous a donné $\chi = 2\,560.10^{-6}$ C. G. S. à 18° C.

L'étude du comportement chimique de l'oxysélénìure, nous a révélé des différences très nettes avec Se_3U, Se_2, $U_{\alpha,\beta}$ et $_\gamma$.

Alors que ces derniers composés sont sensibles à l'action de l'eau, même à la température ordinaire, l'oxysélénìure ne réagit qu'à partir de 350° C. Il se dégage de l'hydrogène sélénié, et l'uranium se transforme en oxyde O_2U.

Les acides acétique et chlorhydrique sont sans action sur OSeU, même en solutions concentrées et à l'ébullition. Cette propriété peut être mise à profit pour purifier des échantillons de OSeU souillés de séléniures d'uranium.

Les lessives de potasse ou de soude n'agissent pas sur OSeU. Mais si l'on fond, à l'abri de l'air, l'oxysélénìure avec une pastille de potasse ou de soude, une vive réaction a lieu. Le produit obtenu traité à l'eau donne une solution

rouge de polyséléniure alcalin, alors qu'un résidu brun constitué par l'oxyde O_2U précipite.

L'acide nitrique concentré détruit instantanément OSeU. Le sélénium se transforme en acide sélénieux, alors que l'uranium passe à l'état d'ions uranyle. L'évaporation de l'excès de NO_3H laisse un résidu cristallin, de couleur jaune, constitué par le sélénite d'uranyle.

Nous avons chauffé un mélange intime de OSeU et de poudre d'aluminium, sous une pression inférieure à 1/1000e mm Hg. Vers 1100° C on obtient un séléniure d'uranium qui a été identifié, comme étant Se_3U_2, par son spectre X, analogue à celui de S_3U_2. Ce dernier a été préparé par Eastman ([3]). Picon et Flahaut ([7]) et décrit au point de vue cristallographique, par Zachariasen ([8]), Le composé Se_3U_2 ainsi obtenu possède un réseau orthorhombique, type S_3Sb_2, de paramètres $a = 11{,}2$ Å, $b = 10{,}9$ et $c = 4{,}04$.

Mélangé à ce séléniure, on trouve des globules métalliques dans lesquelles nous avons mis en évidence l'uranium et l'aluminium sans trace d'oxydes. Le spectre X obtenu à partir de ces globules, nous révèle l'individualité de la substance qui ne ressemble à aucun de ses deux composants; il s'agit d'un alliage d'aluminium et d'uranium.

L'oxygène de l'oxyséléniure, s'élimine totalement sous forme d'un sous-oxyde volatil d'aluminium qui serait le composé OAl_2 signalé par plusieurs auteurs : Brewer et Searcy ([9]), Cochran ([10]), Hoch et Johnston ([11]).

En résumé, l'action de SeH_2 avant 1100° C sur les oxydes d'uranium et en présence de graphite aboutit à l'oxyséléniure OSeU. En utilisant l'oxalate d'uranium à la place des oxydes, il n'est plus nécessaire d'opérer en présence de graphite. Enfin, l'action de SeH_2 humide sur Se_3U, $Se_2U_{\alpha,\beta}$ et $_\gamma$ fournit OSeU et la réaction a l'avantage d'être réalisable à une température relativement basse.

Vis-à-vis des réactifs courants, OSeU se révèle, comme l'oxysulfure, d'une sensibilité nettement inférieure à celle de Se_3U, $Se_2U_{\alpha,\beta}$ et $_\gamma$.

L'action de l'aluminium à chaud est particulièrement intéressante : l'oxygène est totalement fixé par l'aluminium et éliminé sous forme de sous-oxyde; d'autre part, il se forme un alliage d'aluminium et d'uranium. Ces deux phénomènes rendent réalisable la naissance du composé Se_3U_2.

([1]) *Z. anorg. allg. Chem.*, 275, 1954, p. 320.
([2]) P. Khodadad, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 934.
([3]) *J. Amer. Chem. Soc.*, 72, 1950, p. 4019.
([4]) *J. Amer. Chem. Soc.*, 73, 1951, p. 3896.
([5]) *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 816.
([6]) Khodadad et Flahaut, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 462.
([7]) *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 784.
([8]) *Acta Crystall.*, 2, 1949, p. 291.
([9]) *J. Amer. Chem. Soc.*, 73, 1951, p. 5308.
([10]) *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 2190.
([11]) *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 2560.

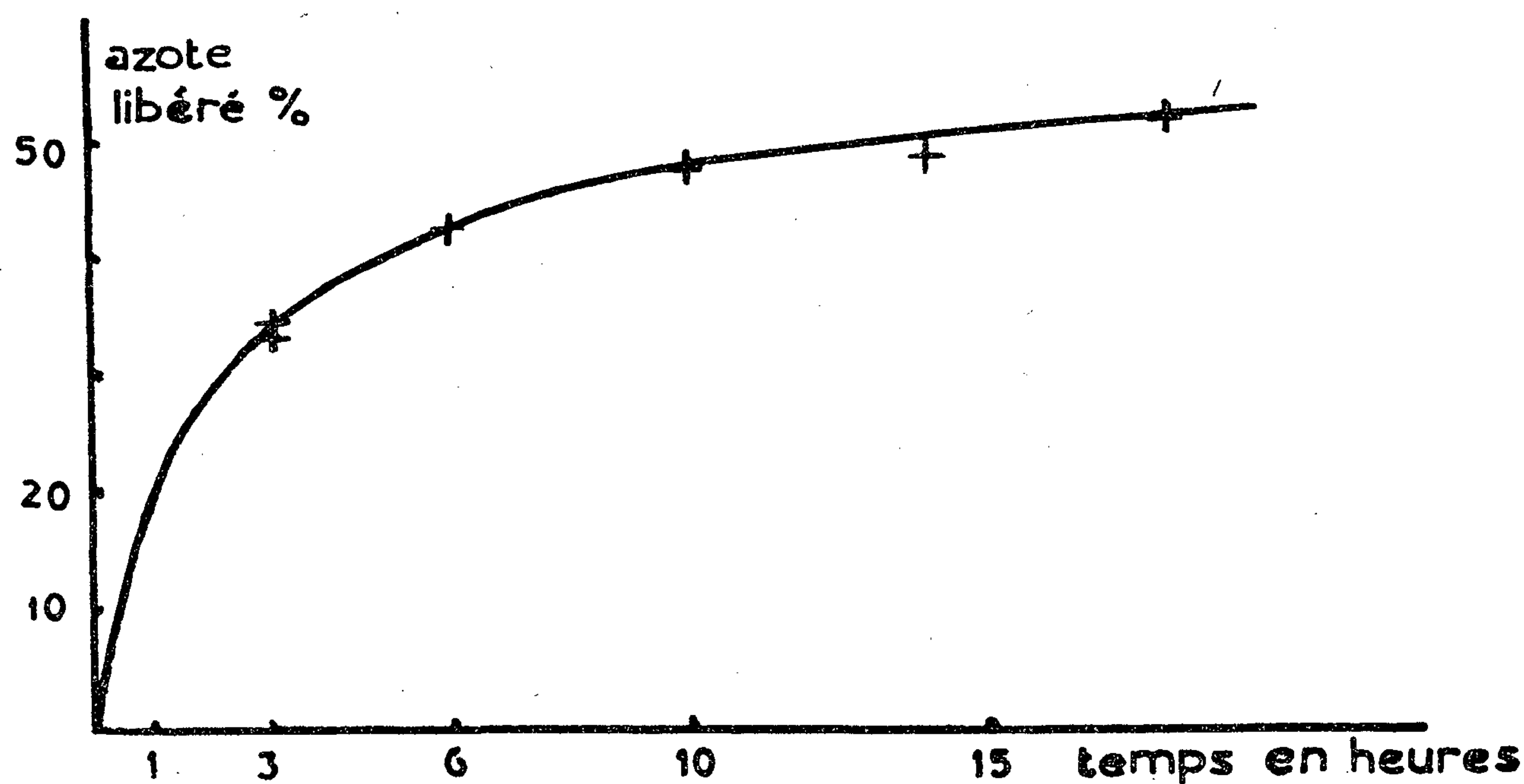
CHIMIE MINÉRALE. — *Sur le dosage de l'azote dans le nitrure de silicium.* Note de MM **Michel Billy** et **Jules Lamure**, présentée par M. Paul Pascal.

L'azote du nitrure de silicium Si_3N_4 n'est pas totalement dosable par attaque acide. On doit faire appel aux méthodes d'attaque par voie sèche : oxydation par le mélange CrO_4Pb-PbO ou par le bioxyde de sodium.

Il est bien connu que l'azote des produits sidérurgiques contenant du silicium est difficilement dosable. Les métallurgistes admettent qu'il s'y trouve en partie sous forme de nitrure de silicium, auquel est attribué généralement une grande résistance aux agents chimiques, et constatent qu'il ne peut être dosé que par fusion alcaline oxydante (1) ou par décomposition sous vide aux très hautes températures (2). Ayant pu préparer le nitrure de silicium à l'état pur (3), nous avons étudié son comportement analytique.

1° Dans une première série d'expériences, nous avons soumis des échantillons de ce corps au traitement sulfurique classique de Kjeldahl (oxydation par SO_4H_2 concentré et bouillant en présence des catalyseurs habituels) et nous avons suivi l'évolution de l'attaque en fonction du temps par évaluation alcalimétrique de l'ammonium formé.

Les résultats obtenus ont permis de tracer la courbe de la fraction de l'azote libéré après des durées d'attaque variant de 3 à 18 h (*fig.* 1).



La décomposition, relativement rapide au début, se ralentit par la suite et l'on serait tenté de croire qu'une fraction de l'azote est perdue à l'état d'azote élémentaire. Ce point de vue ne paraît pas justifié. En effet, la pesée du résidu de l'attaque après élimination de la silice par la soude

bouillante montre que la perte de poids correspond exactement à la quantité de nitrure détruite, celle-ci étant évaluée à partir du dosage de l'ammonium formé. De plus, le diagramme de rayons X de ce même résidu contient uniquement les raies de Si_3N_4. La réaction est donc incomplète et nous avons pu montrer que le ralentissement est lié à la diminution de la surface des grains de nitrure.

En conséquence, dans les conditions habituelles de l'attaque sulfurique, on ne peut espérer recueillir qu'une fraction de l'azote.

2° Le dosage de l'azote du nitrure de silicium par attaque au bioxyde de sodium sous vide donne, par contre, de bons résultats. L'oxydation de Si_3N_4 se fait très violemment vers 400° et la réaction doit être modérée par addition de carbonates de sodium et de potassium. Après stabilisation de la pression, refroidissement de l'appareil et mesure du volume gazeux les teneurs obtenues en azote ont été : N %, trouvé, 39,86, 39,71 ; calculé 39,94. Le dégagement de l'azote semble instantané, mais l'excès d'oxygène qui l'accompagne est tel que son absorption complète par le cuivre allonge considérablement la durée de l'opération.

3° Pour remédier à cet inconvénient, nous avons remplacé le bioxyde de sodium par un mélange de chromate et d'oxyde de plomb en parties égales.

Un décigramme de nitrure, additionné de 15 à 20 fois son poids du mélange précédent, est porté progressivement sous vide à 1000° dans une enceinte jaugée comprenant une colonne de cuivre réduit chauffée à 550°. Après stabilisation de la pression et refroidissement de l'appareil on mesure la quantité d'azote dégagé.

La réaction d'oxydation de Si_3N_4 par le mélange CrO_4Pb-PbO débute à 710-720°, mais la décomposition est relativement lente. Ainsi, à 1000°, il faut attendre 3 h environ pour que la combustion soit totale bien que 90 % de l'azote se soit dégagé dès la première heure.

La méthode est cependant d'un emploi très pratique et les résultats obtenus sont excellents : N %, trouvé, 39,71 ; 40,06 ; 40,00.

En résumé, l'azote du nitrure de silicium ne peut être dosé que par des méthodes d'attaque par voie sèche oxydante et, parmi celles-ci, l'attaque par le mélange de chromate et d'oxyde de plomb est à conseiller. L'importance de cette conclusion est manifeste pour le dosage de l'azote dans les produits susceptibles de contenir du silicium lié à l'azote, tels que les fontes, les ferro-alliages et les aciers alliés.

(1) P. Rocquet et M. Olette, *Revue de Métallurgie*, 49, 1952, p. 221-230.

(2) M. Hanin et E. Jaudon, *Communication au 28e Congrès International de Chimie industrielle*, Madrid, 1955.

(3) J. Lamure et M. Billy, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1931.

CHIMIE MINÉRALE. — *Les sulfures et oxysulfures de gadolinium, dysprosium et erbium.* Note (*) de M. **Jean Flahaut**, Mlle **Micheline Guittard**, M. **Jean Loriers** et Mme **Madeleine Patrie**, présentée par M. Georges Chaudron.

Nous avons précédemment montré ([1]) à ([5]) que les dérivés sulfurés des éléments cériques : La, Ce, Pr, Nd et Sm, présentent une remarquable homogénéité et que les dérivés de l'yttrium s'en distinguent nettement. Nous présentons ici, les résultats obtenus avec quelques autres éléments des terres rares.

Sulfures Me_2S_3. — Les sulfures de gadolinium et de dysprosium sont polymorphes. Le premier présente les deux variétés α et γ des sulfures cériques. Le second, qui existe normalement sous une forme cristalline isomorphe de Y_2S_3 et que nous désignerons par δ, peut également se rencontrer sous les deux formes α et γ des terres cériques; il établit ainsi un lien, entre les deux séries des terres rares. Enfin, le sulfure d'erbium n'existe que sous la forme δ.

L'hydrogène sulfuré attaque assez facilement Gd_2O_3 et Dy_2O_3. Des essais effectués à 800° conduisent à la forme α, souillée d'un peu d'oxysulfure. A 1 000°, on obtient $Gd_2S_3\gamma$ et $Dy_2S_3\delta$. Avec Er_2O_3, comme avec Y_2O_3, l'hydrogène sulfuré agit plus difficilement, l'oxysulfure se formant seul, jusqu'aux environs de 1 000°, et le sulfure n'apparaissant qu'au-delà de cette température. Les dernières traces d'oxygène ne peuvent être éliminées que par chauffage à 1250°C. On obtient $Gd_2S_3\gamma$ (S % : 23,07; théorie : 23,46 %; Gd % : 76,71; théorie : 76,54), $Dy_2S_3\delta$ et $Er_2S_3\delta$ (S % : 22,51; théorie : 22,34; Er % : 77,21; théorie : 77,66). Il arrive parfois, que dans ces dernières conditions apparaisse la variété γ de Dy_2S_3 (S % : 21,44; Dy % : 77,18).

Les formes α de Gd_2S_3 et Dy_2S_3, toujours souillées d'oxysulfure, lorsqu'on les obtient par action de l'hydrogène sulfuré sur les oxydes à 800°C, sont plus pures quand elles sont préparées par dissociation des polysulfures à la même température.

	Couleur.	Paramètres cristallins (Å).	Densité calculée.	Densité mesurée.	Point de fusion (°C).
$Gd_2S_3\gamma$	Jaune marron	$a = 8,387$	6,15	6,06	1885
» α	Brun rouge foncé	–	–	–	–
$Dy_2S_3\delta$	Vert	$a = 10,17$	5,91	5,75	–
		$b = 4,02$	–	–	–
		$c = 17,57$	–	–	–
» γ	–	$a = 8,292$	6,54	6,48	–
» α	Brun rouge foncé	–	–	5,97	–
$Er_2S_3\delta$	Beige rosé	$a = 10,07$	6,21	6,07	1730
		$b = 4,00$	–	–	–
		$c = 17,33$	–	–	–

La structure de la variété γ est cubique. Celle de la variété α est encore inconnue. $Er_2S_3\delta$ est monoclinique, avec un angle $\beta = 81°10'$, et 6 molécules par maille. Nous avons supposé que l'angle β gardait la même valeur avec les sulfures d'yttrium et de dysprosium.

Polysulfures MeS_2. — Ils sont préparés comme les polysulfures des terres cériques (action du soufre sur le sulfure à 600° C en tube scellé). A partir du gadolinium, les spectres de rayons X, tout en étant très semblables à ceux des polysulfures cériques, présentent quelques raies supplémentaires, et le système est en réalité quadratique, avec des rapports c/a, très proches de l'unité : 1,015 pour GdS_2; 1,021 pour DyS_2; et, 1,023 pour YS_2. Cette déformation est probablement la conséquence d'une diminution de stabilité, car il nous a été impossible d'obtenir ErS_2.

	Couleur.	Paramètres cristallins (Å).		Densité calculée.	Densité mesurée.
GdS_2..........	Brun violacé	$a = 7,85$	$c = 7,96$	5,98	5,90
DyS_2..........	Brun rouge	$a = 7,69$	$c = 7,85$	6,48	6,11

Oxysulfures Me_2O_2S. — Ils sont obtenus comme les oxysulfures cériques ([3]). Leur structure cristalline est hexagonale, du type Ce_2O_2S, le rapport c/a augmentant progressivement avec le numéro atomique.

	Couleur.	Paramètres cristallins (Å).			Densité calculée.	Densité mesurée.
Gd_2O_2S...	Blanc beige	$a = 3,850$	$c = 6,668$	$\frac{c}{a} = 1,732$	7,33	7,30
Dy_2O_2S....	» grisâtre	$a = 3,792$	$c = 6,587$	$\frac{c}{a} = 1,734$	7,88	7,94
Er_2O_2S....	» rosé	$a = 3,774$	$c = 6,571$	$\frac{c}{a} = 1,741$	8,16	7,92

Les deux derniers sont plus stables que Gd_2O_2S et les oxysulfures cériques. Leurs points de fusion sont plus élevés (supérieurs à 2200°); l'aluminium n'agit que très lentement à 1350°, ce qui ne permet pas d'envisager la préparation des sous-sulfures à partir de cette réaction; ils ne sont pas solubles dans l'acide chlorhydrique au 1/10[e].

Sous-sulfures. — Deux séries ont été caractérisées :

a. les sulfures de formule Me_5S_7 ne sont pas connus avec les éléments cériques. Dy_5S_7 et Er_5S_7 se préparent comme Y_5S_7 ([1]), en chauffant, dans le vide, les sulfures $Me_2S_3\delta$, avec 20 à 50 % d'aluminium, à 1300-1350°, pendant 4 h. La composition correspond sensiblement à la formule Me_5S_7, bien qu'il y ait généralement un léger excès de soufre. Par exemple, pour Er_5S_7 : S % = 22,21; théorie : 21,17; Er % = 77,96; théorie : 78,83.

L'identification du système cristallin, à l'aide d'un monocristal de Y_5S_7, a confirmé la formule proposée pour ces sulfures. La densité calculée avec deux molécules dans la maille monoclinique, en admettant le même angle $\beta = 74°$ pour tous ces composés, est en accord avec l'expérience.

	Couleur.	Paramètres cristallins (Å).	Densité. Calculée.	Densité. Mesurée.	F. (°C).
Dy_5S_7....	Noir	$a = 12,84$; $b = 3,81$; $c = 11,61$	6,35	6,14	1540
Er_5S_7....	Noir	$a = 12,63$; $b = 3,77$; $c = 11,47$	6,71	6,39	1620

b. Les sulfures de formule MeS sont communs à tous les lanthanides. GdS se prépare comme les composés cériques ([4]), par action de l'aluminium sur un mélange équimoléculaire de Gd_2S_3 et Gd_2O_2S. Il est de couleur jaune d'or à éclat métallique. Sa structure est cubique, du type NaCl, avec $a = 5,574$ Å. La densité calculée, 7,26 g/ml est, comme pour tous les sous-sulfures cériques, plus élevée que la valeur expérimentale : $d_4^0 = 6,83$.

Nous avons essayé de préparer les sous-sulfures de dysprosium et d'erbium comme YS ([5]). Les sulfures $Me_2S_3\delta$ sont traités à plusieurs reprises par un grand excès d'aluminium à 1450° dans le vide, jusqu'à composition constante, Il est impossible d'atteindre la formule MeS; la teneur en soufre est toujours plus élevée, et l'on observe une phase homogène type NaCl, de composition variable.

Les produits obtenus sont rouge violacé, à éclat métallique faible, conducteurs de l'électricité. Leur susceptibilité magnétique moléculaire est proche de celle des ions métalliques trivalents.

Tous ces composés ont été préparés à partir d'oxydes de pureté supérieure à 99,8 %, obtenus au Laboratoire des Terres rares du Centre national de la Recherche Scientifique de Bellevue ([6]).

L'étude comparée des 16 composés décrits ci-dessus, dont 12 le sont pour la première fois, montre que le dysprosium présente de nombreuses propriétés communes avec les éléments cériques, auxquels se rattache le gadolinium, et avec les éléments yttriques parmi lesquels se situe l'erbium.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

([1]) J. Flahaut et M. Guittard, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1210.

([2]) J. Flahaut et M. Guittard, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1419; M. Picon et M. Patrie, *id.*, **243**, 1956, p. 1769.

([3]) J. Flahaut et M. Guittard, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 1775; M. Picon et M. Patrie, *id.*, **242**, 1956, p. 516.

([4]) M. Picon et M. Patrie, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1321.

([5]) J. Flahaut et M. Guittard, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1318.

([6]) J. Loriers, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 1537.

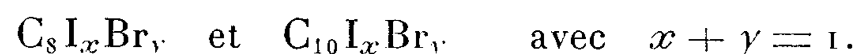
CHIMIE MINÉRALE. — *Action du bromure d'iode sur le graphite.* Note de MM. **Gérard Colin** et **Albert Hérold**, présentée par M. Louis Hackspill.

La vapeur émise par le bromure d'iode se fixe sur les graphites naturels pour donner suivant la température le composé limite $C_8I_xBr_y$ (avec $x + y = 1$) ou des produits plus pauvres en halogènes. Les graphites artificiels fixent moins de brome et d'iode que les graphites naturels. Dans tous les cas, le titre en iode $x/x + y$ des produits d'insertion est voisin de 45 %.

Le fluor et le brome donnent avec le graphite des composés lamellaires d'insertion. Selon Hennig (1), le chlore ferait de même, mais les expériences de Hérold (2) semblent prouver le contraire. Enfin l'insertion de l'iode n'a pu être obtenue jusqu'ici. Par contre celle du monochlorure d'iode ICl, signalée par Hennig, a été confirmée par Rudorff dans un Mémoire paru en 1956 (3). L'étude du système graphite-chlore-iode est cependant loin d'être achevée. Mais avant de la reprendre, nous avons préféré aborder celle du système graphite-brome-iode, beaucoup plus simple, du fait que ces deux derniers halogènes ne forment entre eux qu'un seul composé défini, IBr (F 40°).

Mis en présence de la vapeur émise par le bromure d'iode, le graphite gonfle fortement en fixant des quantités notables d'halogènes. Pour étudier le phénomène de façon quantitative, nous avons utilisé la technique du « tube à deux boules » déjà mise en œuvre dans le cas des composés graphite-alcalins (4). Les halogènes ont été dosés par potentiométrie après combustion du graphite dans un courant d'oxygène et passage des gaz dans une solution de sulfite.

Lorsque la température t_2 de la boule contenant le graphite n'est que légèrement supérieure à celle t_1 de la boule contenant le bromure d'iode liquide, on obtient le « composé limite ». Celui-ci contient 12,5 atomes d'halogènes pour 100 atomes de graphite, lorsqu'il s'agit de graphites naturels, et seulement 10 atomes d'halogènes environ s'il s'agit de graphites artificiels. Ces compositions sont les mêmes que celles mesurées dans le cas du brome pur (5). Il leur correspond respectivement les formules

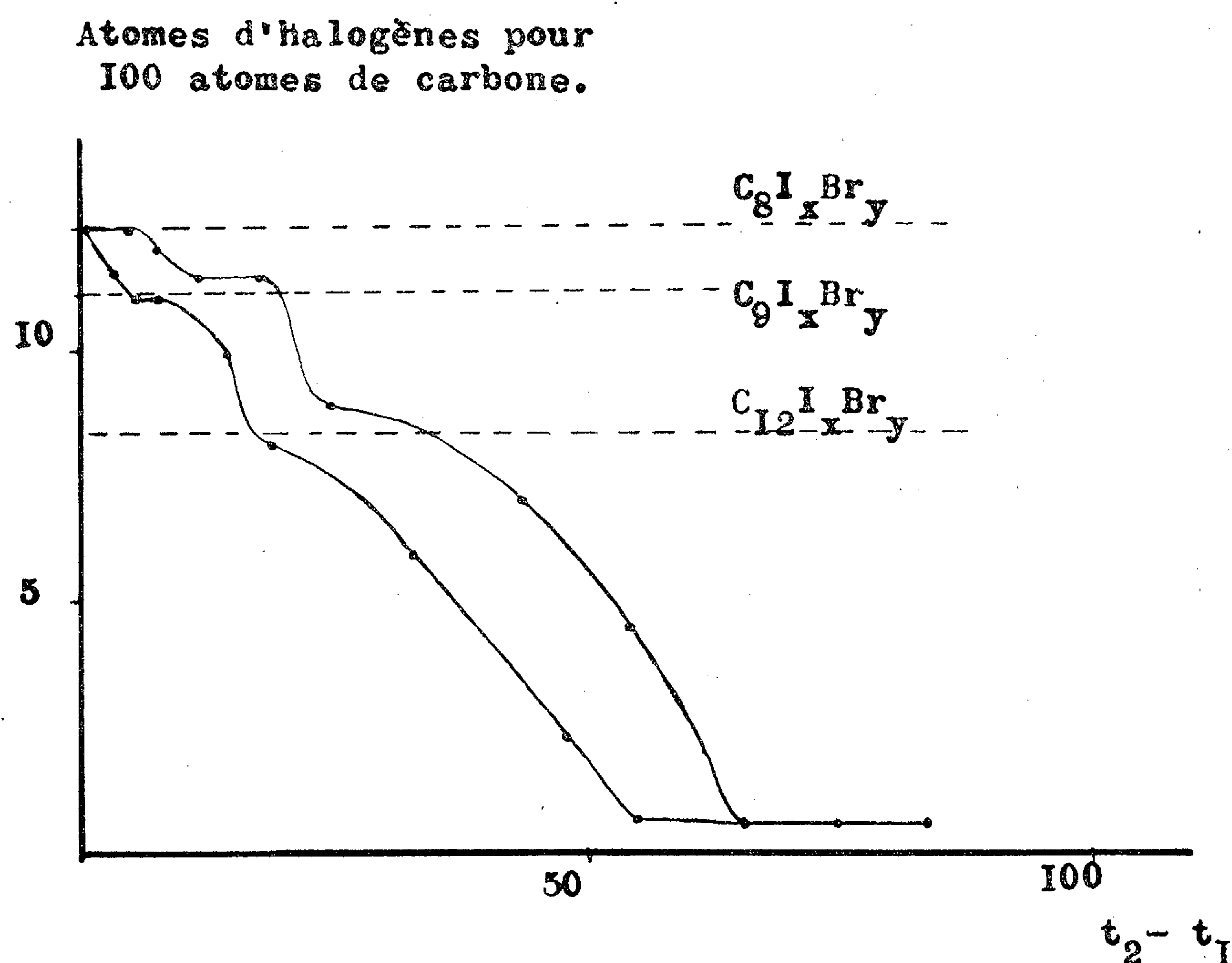


$$C_8I_xBr_y \quad \text{et} \quad C_{10}I_xBr_y \qquad \text{avec} \quad x + y = 1.$$

Lorsque, t_1 restant constante, on élève t_2, le graphite perd du brome et de l'iode. La courbe ci-dessous relative à un graphite naturel de Ceylan, représente pour $t_1 = 50°$ le nombre d'atomes d'halogènes retenus par cent atomes de graphite en fonction de la différence de température $t_2 - t_1$ entre celle du graphite et celle du bromure d'iode liquide.

Cette courbe isobare se rapproche de celle relative au système graphite-brome, mais est plus compliquée. Elle possède en effet, en dehors du palier supérieur relatif au composé limite et du palier inférieur relatif à des « composés résiduels » sans formule simple, deux paliers intermédiaires

correspondant sensiblement aux produits de formules $C_9I_xBr_y$ et $C_{12}I_xBr_y$. L'étude aux rayons X des divers produits de composition remarquable est en cours.



Comme il a été dit plus haut, la fixation de la vapeur de bromure d'iode par le graphite est rapide. Si l'on fait par exemple $t_1 = 50°$ et $t_2 - t_1 = 0°,5$ on atteint en quelques heures la composition limite correspondant à la formule $C_8I_XBr_Y$. Mais la vapeur émise par le bromure d'iode est beaucoup plus riche en bromure qu'en iode, et il en est de même pour le composé limite. Le titre en iode de ce dernier, soit $x/(x+y)$, d'abord faible, augmente lentement pour tendre après quelques jours vers une limite voisine de 45 %. Cette limite est d'ailleurs sensiblement indépendante de la différence de température $t_2 - t_1$. Nous étudions actuellement les produits limites obtenus en faisant agir sur le graphite des mélanges de brome et d'iode de différents titres.

D'autre part nous nous proposons d'étendre nos recherches aux systèmes graphite-chlore-brome et graphite-chlore-iode.

(1) HENNIG, *J. Chem. Phys.*, 20, 1952, p. 1438.
(2) HÉROLD, *Bull. Soc. Chim. F.*, 1955, p. 999-1012.
(3) RUDORFF, SILS et ZELLER, *Z. anorg. Chem.*, 283, 1956, p. 298.
(4) HÉROLD, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 838.
(5) HÉROLD, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 591.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Vitesses de réaction comparées des halogénures organiques sur les diesters phosphoreux sodés.* Note (*) de M. **Luc Roudier**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les diesters phosphoreux sodés réagissent sur les halogénures organiques pour former en général des diesters phosphoniques.

Les vitesses de réaction d'un grand nombre d'halogénures organiques sur quelques diesters phosphoreux sodés ont été mesurées. Les résultats obtenus prouvent la complexité du mécanisme de la réaction.

La réaction de base, dont la vitesse a été prise pour unité, est celle du phosphite dibutylique sodé sur le bromure de butyle. La réaction a été suivie en dosant l'halogénure minéralisé par la méthode de Charpentier-Volhard.

L'influence des facteurs suivants a été étudiée successivement :

Température, concentration, nature de l'halogène, nature du radical de l'halogénure, nature des radicaux du phosphite.

Influence de la température. — La vitesse de réaction du phosphite dibutylique sodé en solution toluénique sur une série d'halogénures à des concentrations variant de 0,4 N à N, a été étudiée en fonction de la température variant de 0 à 100° C. Le coefficient de température (variation relative de vitesse pour une augmentation de température de 10°) est en moyenne de 2,3.

Influence de la concentration initiale. — La vitesse de réaction du phosphite dibutylique sodé sur le bromure d'éthyle, l'iodure de butyle, le chlorure de benzyle en milieu toluénique, à 23 et à 35° C, a été mesurée en fonction de la concentration initiale variant entre N/5 et N.

La loi $\text{Log } V_{rel} = 1{,}46 \text{ Log } C$ est assez bien vérifiée, alors qu'une réaction du deuxième ordre donnerait $V_{rel} = C$.

Influence de l'halogène. — La vitesse de réaction du phosphite dibutylique sodé sur les chlorure, bromure et iodure de butyle normaux a été mesurée en solution toluénique normale.

Le bromure s'est révélé 125 fois plus réactif que le chlorure et 3,8 fois moins réactif que l'iodure.

Par ailleurs, la courbe du bromure se présente sous une forme infléchie, tandis que les deux autres courbes ont une forme normale, du deuxième ordre pour le chlorure, comprise entre le premier et le deuxième ordre pour l'iodure.

Influence du radical de l'halogénure. — 1° Les réactivités du phosphite

dibutylique sodé en solution toluénique sur les bromures de méthyle, éthyle, propyle, butyle, amyle, heptyle, lauryle, sont respectivement 3 260. — 4,5, — 1,4, — 1, — 0,6, — 1 et 1. Toutes les courbes sont infléchies, sauf celle du bromure de méthyle. L'exceptionnelle réactivité de ce dernier est à signaler, de même que la moindre réactivité du radical amyle déjà notée par Segaller.

2° Les réactivités des dibromures $Br(CH_2)_n Br$ comparées à celle du bromure de butyle dans les mêmes conditions sont, pour $n = 1, 2, 3, 4$: 0,8, 3,5, 7 et 3,9, toutes les courbes étant infléchies. Les deux atomes de Br se gênent quand ils sont voisins.

3° Les réactivités des halogénures suivants ont été comparées à celle du même halogénure de butyle dans les mêmes conditions : $(Me)_2CHBr$: 3.10^{-3}; $(Me)_2CH—CH_2Br$: $2,3.10^{-2}$; $PhCH_2Cl$: 370; Chloracétate d'éthyle 3.10^5; $CH_2=CH—CH_2Cl$: 247; $CH_2=CH—CH_2Br$: 280 [Les halogénures d'allyle ne donnent que peu de phosphonate normal et surtout un diphosphonate $(BuO)_2POC_3H_6PO(OBu)_2$]; $(Me)_3CI$: $2,7.10^{-3}$; Iodure de cyclohexyle : $1,8.10^{-5}$ (ces deux iodures ne donnent que des oléfines); Trichloréthylène : 710 (ne donne que des résines). Il convient de noter l'exceptionnelle lenteur des halogénures secondaires, tertiaires ou ramifiés. Sauf celle du trichloréthylène, aucune courbe n'est infléchie.

Influence des radicaux liés au phosphite. — Les réactivités des phosphites diéthylique, di-*n*-butylique et di-isopropylique sodés dans le toluène sur les bromures de butyle et d'éthyle sont entre elles comme 1,3, 1 et 0,54. Les courbes sont infléchies.

Influence du milieu réactionnel. — Les vitesses de réaction du phosphite dibutylique sodé sur le chlorure et le bromure de butyle à la concentration normale dans l'essence 75-100° C, le toluène, l'alcool butylique normal et la N-N-diméthylformamide, sont entre elles comme 0,9, 1, 7,5 et 135. Donc, forte accélération dans les solvants polaires. Dans la diméthylformamide, la courbe du chlorure de butyle est strictement du second ordre.

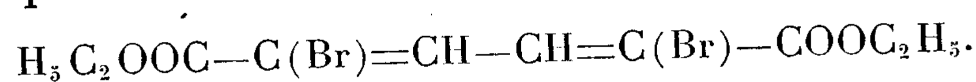
Conclusion. — Les réactivités des diesters phosphoreux sodés sur les halogénures organiques diffèrent profondément de celles des autres composés organiques sodés, tant par la variété de leurs valeurs relatives (sauf pour les bromures saturés normaux) que par la forme infléchie de certaines courbes.

(*) Séance du 25 novembre 1957.

(*Laboratoire de Chimie de l'École Normale supérieure.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Étude chimique de l'ester trans-trans α.α'-dibromo-muconique.* Note (*) de Mme **Emmanuel Gordon** et M. **Henry Gault**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dans une Note antérieure [1], nous avons décrit un mode de préparation de l'ester *trans-trans-α.α'*-dibromomuconique à partir de l'ester *bis*-céto-paraconique qui résulte lui-même de la condensation du glyoxal avec l'ester oxalacétique



$$H_5C_2OOC—C(Br)=CH—CH=C(Br)—COOC_2H_5.$$

L'objet de la présente Note est d'exposer les premiers résultats de l'étude que nous avons faite de son comportement chimique.

1. Bromuration. — Nous avons fait réagir le brome sur l'ester dibromo-muconique en vue de préparer l'ester hexabromoadipique par saturation des deux doubles liaisons de l'ester initial. En fait, cet ester se brome difficilement. En opérant en solution chloroformique, et après deux jours de contact, on obtient un produit solide (F 71°) dont l'analyse montre qu'il contient 4 et non pas 6 atomes de brome. Ce solide, ayant d'ailleurs la même composition centésimale et le même point de fusion que l'ester tétrabromoadipique, nous avons été amenés à comparer les deux produits bien que leur identité nous ait paru peu vraisemblable. A cet effet, nous avons préparé de l'ester tétrabromoadipique par bromuration de l'ester muconique [2], ce dernier étant obtenu à partir de l'acide adipique selon la méthode indiquée dans *Organic Syntheses* [3]. Le point de fusion du mélange des deux esters étant de 50°, leur non-identité se trouve vérifiée.

La formation d'un ester tétrabromé par bromuration de l'ester dibromo-muconique peut s'expliquer de deux manières différentes :

1° Fixation d'une molécule de brome en 1.4 selon la règle de Thiele d'addition des halogènes sur les diènes, avec création d'une double liaison en 2.3;

2° Fixation du brome en 1.2, la double liaison en 3.4 étant respectée. Une anomalie du même genre a été constatée par Chaudrasena et Ingold qui ont étudié la fixation du brome sur l'ester muconique et ont conclu que la règle de Thiele ne s'appliquait pas lorsque le système conjugué portait deux groupements substituants insaturés (dans notre cas deux carbéthoxyles). C'est à cette deuxième hypothèse que nous nous arrêtons.

Pour vérifier directement la structure du dérivé tétrabromé obtenu, nous l'avons soumis, d'autre part, à une étude spectrophotométrique infrarouge. Cette étude a été faite sous la direction de M. Wiemann dans son laboratoire de l'École Normale. On note une bande d'absorption

à 1625 cm^{-1} correspondant à une double liaison éthylénique qui serait en bout de chaîne.

Un essai supplémentaire nous a permis de fixer définitivement la structure du produit. En le traitant par le zinc en milieu alcoolique, on régénère l'ester trans-trans-$\alpha.\alpha'$-dibromomuconique, ce qui confirme la position des atomes de brome dans la molécule.

2. Hydrolyse. Acide dibromomuconique. — Par saponification de l'ester $\alpha.\alpha'$-dibromomuconique à l'aide de potasse alcoolique, on obtient l'acide correspondant qui fond en se décomposant au-dessus de 250°.

3. Chlorure de dibromomuconyle. — On dissout 30 g d'acide (1/10e de molécule) dans 200 ml de chlorure d'acétyle. On y ajoute par portions et en opérant à — 10°, 83,2 g de pentachlorure de phosphore (4/10e de molécule). Quand tout le pentachlorure est versé, on laisse revenir à la température ordinaire puis on chauffe 1 h à 40°, jusqu'à cessation du dégagement d'acide chlorhydrique. On laisse refroidir en continuant d'agiter.

Le chlorure d'acétyle est distillé à la pression ordinaire, l'oxychlorure de phosphore formé au cours de la réaction étant ensuite éliminé sous pression réduite. Le résidu est un solide qui recristallise dans l'éther.

Pour vérifier la constitution de ce chlorure d'acide, nous l'avons dissous dans de l'alcool absolu. Le solide se dissout rapidement, puis on observe un grand dégagement de chaleur en même temps qu'il se précipite un solide F 123° qui est l'ester dibromomuconique.

4. Diéthylamide dibromomuconique. — Nous avons condensé le chlorure de l'acide dibromomuconique avec la diéthylamine, en vue d'obtenir l'amide correspondant. Quatre grammes de chlorure d'acide dibromé (1 mol) sont dissous dans l'éther anhydre et refroidis à —10°. On y verse, goutte à goutte, 6 g (4 mol) d'une solution de diéthylamine dans l'éther anhydre. L'amide formé précipite immédiatement. On l'essore et le recristallise dans l'eau. C'est un solide qui fond à 132°.

L'analyse nous a permis de l'identifier au dibromo-2.5 hexène-2.4 N, N-diéthylamide-1.6.

5. Essai de préparation de polyamide. — Nous avons opéré de la même manière que dans l'essai précédent, mais en utilisant une diamine, l'hexane-diamine au lieu d'une monoamine, en vue de préparer un polyamide qui serait ainsi diéthylénique et dihalogéné.

En utilisant 2 mol d'hexanediamine pour 1 mol de chlorure d'acide, nous avons obtenu une poudre jaune, qui, par trituration avec de l'eau pour éliminer le chlorhydrate d'amine formé, se transforme en une sorte de gomme, qui durcit en séchant. Elle est insoluble dans les solvants usuels, et se dissout à chaud dans l'acide formique. Elle se ramollit vers 100° et se décompose vers 150°.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

(1) H. GAULT et G. GORDON, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 971.

(2) FARMER, *Soc.*, 123, 1923, p. 2356.

(3) *Organic syntheses*, 26, p. 57.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Structure de la strobopinine et de la cryptostrobine et isomérisation alcaline de leurs éthers monométhyliques.* Note (*) de

M. **JEAN CHOPIN** (1), présentée par M. Marcel Delépine.

La *d.l*-strobopinine et la *d.l*-cryptostrobine ont été préparées par synthèse; la méthylation complète montre qu'elles sont respectivement la méthyl-6 (V) et la méthyl-8 dihydroxy-5.7 flavanone (I). L'éther monométhylique de la strobopinine (VI) est totalement isomérisé par traitement alcalin en éther monométhylique de la cryptostrobine (II).

L'annonce (2) d'une publication japonaise (3) sur la structure de la strobopinine et de la cryptostrobine nous amène à publier les résultats que nous avons obtenus dans ce domaine au cours de nos recherches sur l'isomérisation alcaline des hydroxy-5 flavanones.

Rappelons que la strobopinine et la cryptostrobine sont deux flavanones isomères de formule $C_{16}H_{14}O_4$, isolées respectivement par Erdtman (4) et par Alvarez-Novoa, Erdtman et Lindstedt (5) du bois de cœur de *Pinus strobus*. Lindstedt et Misiorny (6) ont établi que ces substances étaient les dihydroxy-5.7 méthyl-6 (V) et dihydroxy-5.7 méthyl-8 (I) flavanones, sans pouvoir décider entre ces deux possibilités. La méthylation au diazométhane de la strobopinine leur donna un produit brut F 96-97°, celle de la cryptostrobine un produit brut F 134-136°. La méthylation ultérieure au sulfate de méthyle conduisit à partir de la strobopinine à une chalcone identique à l'hydroxy-2 méthyl-3 diméthoxy-4.6 chalcone (IV) de synthèse (7), ce qui rendait probable pour la strobopinine la structure (I).

Les mêmes auteurs avaient en outre observé que l'isomérisation alcaline de la strobopinine ou de la cryptostrobine fournissait un mélange des deux, mais n'avaient pas étendu leurs investigations aux éthers monométhyliques.

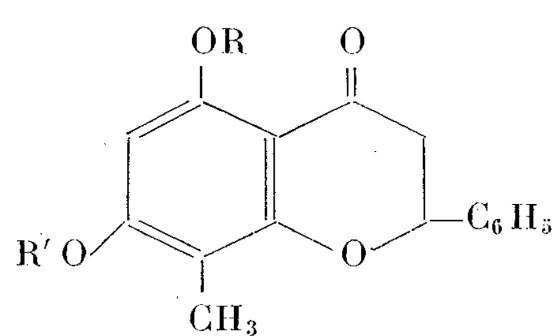
Alors qu'ils n'avaient pu isoler que la *d.l*-strobopinine par condensation de la méthylphloroglucine avec le chlorure de cinnamoyle, nous avons réussi à séparer par cristallisation fractionnée les deux flavanones à partir du produit de déméthylation de la chalcone (IV) par le chlorhydrate de pyridine ou l'acide iodhydrique.

La première, F 234-237° (corr.), λ_{max} 295 et 335 mμ (alcool), analyse : $C_{16}H_{14}O_4$, calculé %, C 71,10; H 5,22; trouvé %, C 71,45; H 5,50, n'abaisse pas par mélange le point de fusion F 227-229° de la strobopinine de Lindstedt (8).

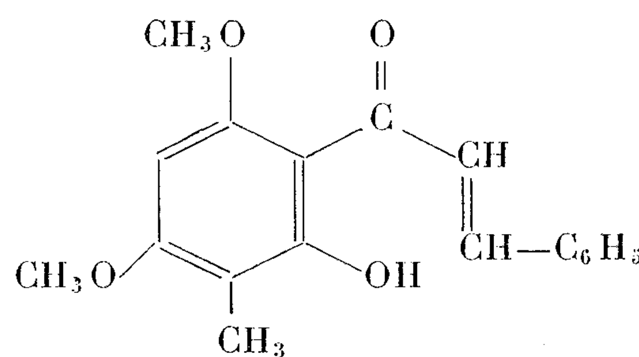
La seconde, F 205-207° (corr.), λ_{max} 295 et 335 mμ (alcool), analyse :

$C_{16}H_{14}O_4$, trouvé %, C 70,56; H 5,00, n'abaisse pas par mélange le point de fusion F 198-200° de la *l*-cryptostrobine ([8]).

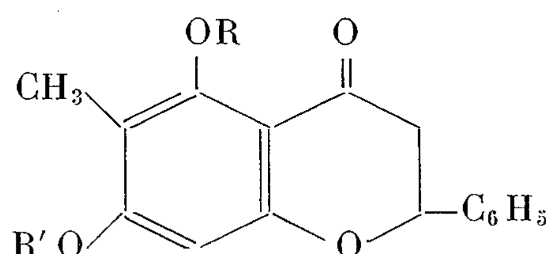
La méthylation sélective en 7 par le diazométhane donne à partir de la strobopinine un éther monométhylique, F 100-101° (corr.), λ_{max} 291 et 340 mμ (alcool), analyse : $C_{17}H_{16}O_4$, calculé %, C 71,82; H 5,67; trouvé %, C 71,74; H 5,70, et à partir de la cryptostrobine un éther monométhylique F 142-143° (corr.), λ_{max} 291 et 340 mμ (alcool), analyse : $C_{17}H_{16}O_4$, trouvé %, C 71,95; H 5,78.



(I) R = R' = H
(II) R = H, R' = CH_3
(III) R = R' = CH_3



(IV)



(V) R = R' = H
(VI) R = H, R' = CH_3
(VII) R = R' = CH_3

Par chauffage au reflux avec la soude alcoolique et acidification, l'éther monométhylique de la strobopinine s'isomérise totalement en éther monométhylique de la cryptostrobine.

Celui-ci est d'ailleurs le seul produit formé par traitement de la chalcone (IV) par l'acide bromhydrique dans l'acide acétique au reflux. Sa méthylation ultérieure par le sulfate de méthyle en excès en présence de carbonate de potassium dans l'acétone au reflux nous a conduit à une flavanone F 138-139° (Kofler), λ_{max} 286 et 323 mμ, analyse : $C_{18}H_{18}O_4$, calculé %, C 72,46; H 6,08; trouvé %, C 72,49; H 6,18, ne donnant plus de réaction au chlorure ferrique. Le point de fusion du mélange avec la diméthoxy-5.7 méthyl-6 flavanone (VII) synthétisée par Lindstedt et Misiorny ([9]) est très nettement abaissé ([8]), et l'ouverture du cycle pyronique par chauffage en milieu alcalin donne une chalcone identique à l'hydroxy-2 méthyl-3 diméthoxy-4,6 chalcone (IV). *La flavanone obtenue ne peut donc être que la diméthoxy*-5,7 *méthyl*-8 *flavanone* (III), ce qui établit la position 8 du groupement méthyle de la cryptostrobine, dont la formule sera (I), la strobopinine étant donc l'isomère méthylé en 6 (V) ([11]).

L'isomérisation totale de l'éther monométhylique (VI) de la strobopinine en milieu alcalin en éther monométhylique de la cryptostrobine (II) nous apporte une explication plausible de l'obtention par Lindstedt de la chalcone (IV) à partir de la strobopinine, si l'acétone utilisée au cours de la méthylation n'était pas parfaitement anhydre.

Nous retrouvons donc dans le cas de l'hydroxy-5 méthyl-6 méthoxy-7 flavanone (VI) un nouvel exemple d'isomérisation complète d'une flavanone trisubstituée en 5, 6, 7 en dérivé 5, 7, 8 correspondant ([10]).

(*) Séance du 4 décembre 1957.

([1]) Avec la collaboration technique de M. Georges Grenier.

([2]) Communication personnelle de M. le Professeur Erdtman.

([3]) MATSUURA, *Pharm. Bull. Japan*, 5, 1957, p. 195.

([4]) *Svensk Kem. Tid.*, 56, 1944, p. 2.

([5]) *Acta Chem. Scand.*, 4, 1950, p. 390.

([6]) *Ibid.*, 5, 1951, p. 1.

([7]) BROCKMANN et MAIER, *Liebigs Ann.*, 535, 1938, p. 149.

([8]) M. le professeur Erdtman nous a adressé ces échantillons.

([9]) *Acta Chem. Scand.*, 6, 1952, p. 1212.

([10]) J. CHOPIN, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 588.

([11]) En accord avec les résultats de Matsoura ([3]) qui nous sont maintenant parvenus.

(*Laboratoire de Chimie biologique de la Faculté des Sciences de Lyon.*)

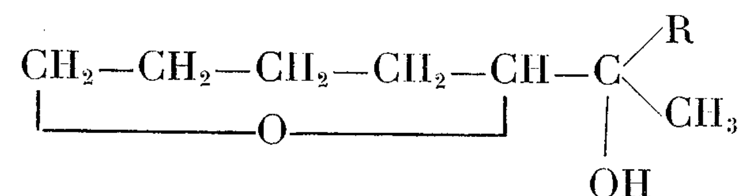
CHIMIE ORGANIQUE. — *Préparation et propriétés de l'éthynyl-2 tétrahydropyranne.* Note (*) de M. **Lucien Gouin**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'éthynyl-2 tétrahydropyranne se transforme par hydratation en acétyl-2 tétrahydropyranne. Par action du réactif de Grignard, il donne un magnésien normal. Les deux dérivés formés sont utilisés à la synthèse d'alcools saturés et acétyléniques.

Dans la réaction du dimagnésien de l'acétylène sur le chloro-2 tétrahydropyranne, nous avons signalé ([1]) la formation d'une petite quantité d'éthynyl-2 tétrahydropyranne. Nous avons pu obtenir ce dernier composé, avec un rendement de 60 %, par action du bromure d'éthynyl magnésium préparé selon la méthode de E. R. H. Jones, L. Skatteböl et M. C. Whiting ([2]) sur le chloro-2 tétrahydropyranne. L'*éthynyl-2 tétrahydropyranne* $C_7H_{10}O$ bout à 56° sous 25 mm; $d_4^{15,5}$ 0,952; $n_D^{15,5}$ 1,4603.

a. L'hydratation classique de la triple liaison de l'éthynyl-2 tétrahydropyranne donne l'*acétyl-2 tétrahydropyranne*, $C_7H_{12}O_2$, $É_{32}$ 87°; d_4^{16} 1,003; n_D^{16} 1,4460; calculé %, C 65,63; H 9,37; trouvé %, C 65,65; H 9,40. La *dinitro-2.4 phénylhydrazone* $C_{13}H_{16}N_4O_5$ fond à 139°; N %, calculé, 18,18; trouvé, 18,25.

L'acétyl-2 tétrahydropyranne réagit normalement avec les dérivés organomagnésiens et on obtient les alcools tertiaires de formule générale :

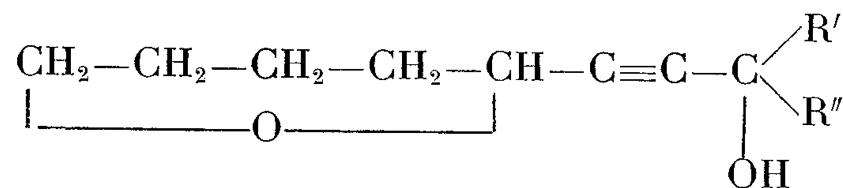


$R = CH_3$. *Méthyl-2 époxy-3.7 heptanol-2,* $C_8H_{16}O_2$, $É_{16}$ 74°; d_4^{17} 0,980; n_D^{17} 1,4521; calculé %, C 66,67; H 11,11; trouvé %, C 66,60; H 11,10.

$R = C_2H_5$. *Méthyl-3 époxy-4.8 octanol-3,* $C_9H_{18}O_2$, $É_{18}$ 89°; $d_4^{14,5}$ 0,971; $n_D^{14,5}$ 1,4580; calculé %, C 68,35; H 11,39; trouvé %, C 68,80; H 11,55.

$R = C_6H_5$. *Phényl-2 époxy-3.7 heptanol-2,* $C_{13}H_{18}O_2$, F 96°; calculé %, C 75,73; H 8,74; trouvé %, C 75,70; H 8,80.

b. Avec le bromure d'éthylmagnésium, l'éthynyl-2 tétrahydropyranne donne un magnésien normal insoluble dans l'éther. Ce magnésien mixte réagit avec les aldéhydes, mais les composés isolés laissent encore quelques incertitudes sur leur pureté et leur structure. Par contre les alcools tertiaires obtenus par action sur les cétones sont faciles à identifier. Leur formule générale est



$R' = CH_3$; $R'' = C_2H_5$: *Méthyl-3 époxy-6.10 décyne-4 ol-3,* $C_{11}H_{18}O_2$; $É_{18}$ 140°; d_4^{15} 0,993; n_D^{15} 1,4818; calculé %, C 72,53; H 9,89; trouvé %, C 71,90; H 9,70.

$R' = R'' = CH_3$: *Méthyl-2 époxy-5.9 nonyne-3 ol-2,* $C_{10}H_{16}O_2$; $É_{23}$ 136°; d_4^{15} 0,993; n_D^{15} 1,4788; calculé %, C 71,43; H 9,52; trouvé %, C 71,30; H 9,50.

Ce composé, déshydraté en présence d'acide paratoluène sulfonique, conduit au *méthyl-2 époxy-5.9 nonène-1 yne-3,* $C_{10}H_{14}O$; $É_{21}$ 101°; d_4^{21} 0,929; n_D^{21} 1,4910; calculé %, C 80,00; H 9,33; trouvé %, C 79,80; H 9,05. Son produit d'hydrogénation totale, l'*iso-amyl-2 tétrahydropyranne,* $C_{10}H_{20}O$; $É_{17}$ 80°; d_4^{18} 0,856; n_D^{18} 1,4390, possède une odeur très agréable et bien fruitée.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

(1) O. Riobé et L. Gouin, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1424.

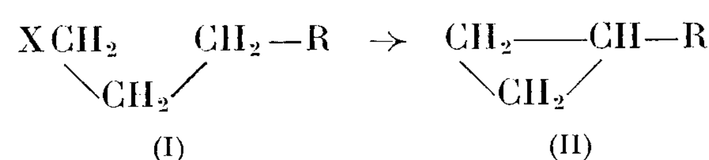
(2) *J. Chem. Soc.*, 1956, p. 4765.

(*Université catholique de l'Ouest, Angers, B. P.* 201.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la préparation d'acides cyclopropaniques à partir de γ-lactones.* Note de MM. **Marc Julia**, **Sylvestre Julia** et **Bernard Bémont**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les γ-chloroesters, facilement accessibles à partir des γ-lactones, sont cyclisés en esters cyclopropane-carboxyliques avec de bons rendements par les bases fortes en milieu anhydre.

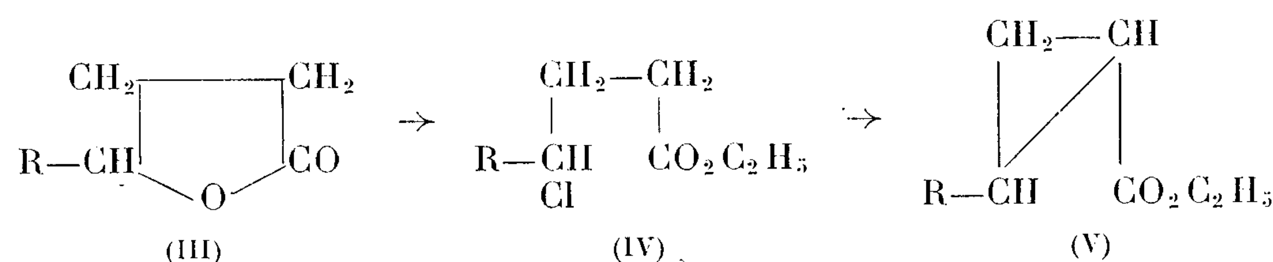
On sait que les cétones (I, R = CO—R') (¹) et les nitriles (I, R = CN) (²) γ-halogénés sont facilement cyclisés en dérivés cyclopropaniques (II)



La réaction analogue avec les esters n'a pas été aussi employée; en effet les rendements signalés dans la littérature sont moins bons. Avec des dérivés maloniques, la cyclisation se fait bien (³), (⁴) mais la décarboxylation est quelquefois délicate. Le γ-chlorobutyrate d'éthyle a été cyclisé par la potasse en cyclopropane carboxylate d'éthyle avec un rendement assez faible (⁵). Un exemple récent (⁶) est la cyclisation du cis-*p*-bromobenzène sulfonyloxy-3 cyclohexane carboxylate de méthyle en carbométhoxy-1 bicyclo-(0, 1, 3) hexane par le *t*-butylate de potassium.

La méthode la plus généralement utilisée pour préparer les acides cyclopropaniques reste la réaction des diazoesters sur les oléfines.

Nous avons repris l'étude de la cyclisation des esters γ-halogénés, facilement accessibles à partir des γ-lactones, en employant les méthodes récentes d'alcoylation.



Nous avons tout d'abord cyclisé le γ-chlorobutyrate d'éthyle en cyclopropane-carboxylate d'éthyle (V, R = H) par action du *t*-amylate de sodium (Rdt 56 %) ou de l'α.α-diméthylbenzylate de sodium (Rdt 47 %) dans le benzène. L'acide cyclopropane carboxylique a été caractérisé par son sel de S-benzylthiouronium F 161° $C_{12}H_{16}O_2N_2S$ (trouvé %, C 56,7; H 6,6; N 10,7). La γ-valérolactone a été facilement transformée en γ-chlorovalérate d'éthyle (Rdt 89 %) puis en méthyl-2 cyclopropane carboxylate d'éthyle (50 %) (V, R = CH_3); anilide, F 109°, $C_{11}H_{13}ON$ (trouvé %, C 75,1; H 7,6; N 7,8). Dans ces deux cas, la purification du produit cyclisé cause des pertes sensibles.

Pour comparer l'influence des divers agents de cyclisation, nous avons choisi un exemple où les produits obtenus sont plus faciles à isoler et à identifier. La γ-phényl γ-butyrolactone (III, $R = C_6H_5$) a été facilement obtenue (Rdt 70 %) à partir de l'acide β-benzoylpropionique ([7]). Par traitement avec l'acide chlorhydrique éthanolique (Rdt 66 %) et de préférence (Rdt 97 %) après traitement par le chlorure de thionyle dans le benzène d'après Cason ([8]), on a obtenu le phényl-4 chloro-4 butanoate d'éthyle (IV, $R = C_6H_5$). Après quelques heures d'ébullition du chloroester avec le *t*-butylate de potassium dans l'alcool *t*-butylique, le produit brut a été lavé au permanganate de potassium pour éliminer les composés oléfiniques. Après distillation, on obtient le phényl-2 cyclopropane carboxylate d'éthyle pur (Rdt 77 %) (V, $R = C_6H_5$); $E_{0,2}$ 105-106°; F 38° (éther de pétrole); $C_{12}H_{14}O_2$ (trouvé %, C 75,7; H 7,7). La cristallisation de l'ester F 38° indique qu'un seul des isomères (cis et trans) possibles est présent. La saponification donne l'acide correspondant (Rdt 98 %), F 90°, identique à un échantillon authentique préparé par action du diazoacétate d'éthyle sur le styrolène ([9]). Cette dernière réaction est connue pour donner un mélange d'acides phényl-2 cyclopropane carboxyliques cis et trans. L'acide trans F 90° a été caractérisé par son anilide F 145°, $C_{16}H_{15}ON$ (trouvé %, C 80,8; H 6,3, N 5,9).

Des résultats analogues ont été obtenus avec le *t*-amylate de sodium, avec le diméthyl-α.α benzylate de sodium en solution dans le benzène ou l'alcool correspondant, avec l'amidure de sodium dans l'ammoniac liquide. Avec le méthylate de sodium ou la potasse méthanolique, les résultats sont nettement moins bons (rendements plus faibles, ester non cristallisé).

Nous avons préparé plusieurs acides apparentés en condensant l'anhydride succinique sur des dérivés aromatiques, réduisant les acides aroylpropioniques en γ-arylbutyrolactones et procédant comme ci-dessus.

Acide *p*-chlorophényl-2 cyclopropane carboxylique, F 112°, $C_{10}H_9O_2Cl$ (trouvé %, C 60,8; H 4,7).

Acide *p*-bromophényl-2 cyclopropane carboxylique, F 122°, $C_{10}H_9O_2Br$ (trouvé %, C 50,3; H 4,1).

Acide *p*-méthoxyphényl-2 cyclopropane carboxylique, F 112°, $C_{11}H_{12}O_3$, (trouvé %, C 68,5; H 6,2); ester éthylique, F 79°, $C_{13}H_{16}O_3$ (trouvé %, C 71,0; H 7,1).

([1]) G. W. Cannon, R. C. Ellis et J. R. Leal, *Org. Synth.*, 31, 1951, p. 74.

([2]) M. J. Schlatter, *Org. Synth. Coll.*, 3, p. 223, Wiley, New-York, 1955; *J. Amer. Chem. Soc.*, 63, 1941, p. 1733.

([3]) W. H. Perkin, *J. Chem. Soc.*, 1885, p. 815.

([4]) R. W. Kierstead, R. P. Linstead et B. C. L. Weedon, *J. Chem. Soc.*, 1952, p. 3610; 1953, p. 1799 et 1803.

([5]) R. Rambaud, *Bull. Soc. Chim.*, 1938, p. 1559; 1940, p. 469.

([6]) N. A. Nelson et G. A. Mortimer, *J. Org. Chem.*, 22, 1957, p. 1146.

([7]) A. PERNOT et A. WILLEMART, *Bull. Soc. Chim.*, 1953, p. 321.

([8]) J. CASON, C. E. ADAMS, L. L. BENNETT Jr et U. D. REGISTER, *J. Amer. Chem. Soc.*, 66, 1944, p. 1764.

([9]) A. BURGER et W. L. YOST, *J. Amer. Chem. Soc.*, 70, 1948, p. 2198; H. L. de WAAL et G. WERNER, *Chem. Ber.*, 85, 1952, p. 574.

(*École Nationale Supérieure de Chimie de Paris.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Passage des cétones alléniques aux pyrazoles.* Note de M. **MARCEL BERTRAND**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'action de l'hydrazine sur les cétones alléniques de formule générale


$R-CO-CH=C=CH_2$

conduit à des pyrazoles disubstitués sur les positions 3 et 5.

Nous avons décrit dans une précédente Note ([1]) une méthode générale de préparation des cétones alléniques du type $R-CO-CH=C=CH_2$. Il nous a paru intéressant d'étudier l'action de l'hydrazine sur ces composés.

Trois cétones ont donc été préparées :

La pentadiène-1.2 one-4, $CH_3-CO-CH=C=CH_2$.

L'hexadiène-1.2 one-4, $CH_3-CH_2-CO-CH=C=CH_2$.

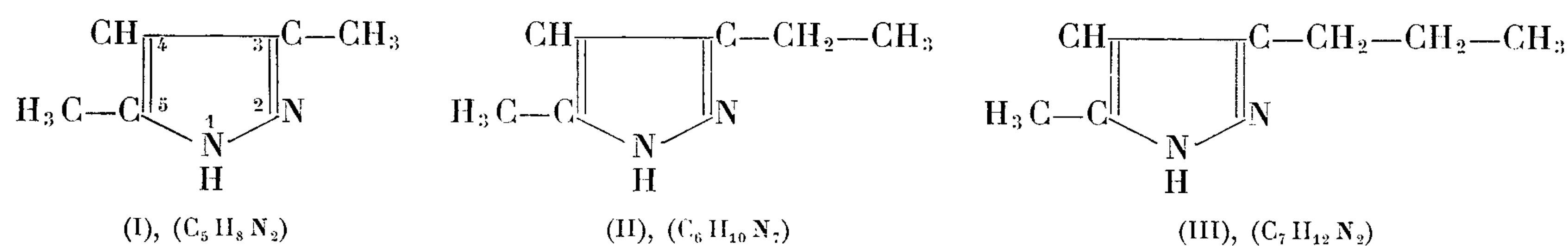
L'heptadiène-1.2 one-4, $CH_3-CH_2-CH_2-CO-CH=C=CH_2$.

La réaction des cétones sur l'hydrazine a été conduite de la manière suivante :

Les cétones sont additionnées goutte à goutte, avec précautions, à une solution alcoolique d'hydrate d'hydrazine contenant une quantité d'hydrazine légèrement supérieure à la quantité théorique. La réaction est violente et il est nécessaire de refroidir le récipient dans lequel on l'opère.

Après un repos d'une heure à la température ambiante, l'alcool et l'eau sont chassés, et le produit restant est distillé sous pression réduite.

Trois pyrazoles ont été obtenus :



(I), ($C_5H_8N_2$) (II), ($C_6H_{10}N_2$) (III), ($C_7H_{12}N_2$)

La pentadiène-1.2 one-4 conduit au diméthyl-3.5 pyrazole (I).

Le point de fusion du produit obtenu (107° C) est en parfait accord avec celui indiqué par Knorr ([2]).

L'hexadiène-1.2 one-4 conduit à l'éthyl-3 (5) méthyl-5 (3) pyrazole (II).

$É_3$ 94,5° C; n_4^{20} 1,4908; d_4^{20} 0,9667.

Auwers et Cauer indiquent pour ce corps : $É_{12}$ 118° C.

L'heptadiène-1.2 one-4 conduit au propyl-3 (5) méthyl-5 (3) pyrazole (III). $É_3$ 106° C; n_D^{20} 1,4872; d_5^{20} 0,9466.

Ce produit ne paraît pas décrit dans la littérature.

Dans les trois cas étudiés, les rendements sont pratiquement quantitatifs.

Les trois produits précédents ont en commun les propriétés suivantes qui confirment leur structure pyrazolique :

a. Ils donnent la réaction colorée de Knorr ([2]);

b. Ils précipitent le nitrate d'argent;

c. Par oxydation au moyen du permanganate de potassium en solution aqueuse, ils fournissent un produit cristallisé qui a été identifié comme étant l'acide pyrazole dicarboxylique-3.5 préparé par von Rothenburg ([4]);

d. Leurs spectres d'absorption en lumière ultraviolette présentent une absorption maximum entre 216 et 218 mμ.

Les cétones alléniques $R—CO—CH=C=CH_2$ réagissent donc avec l'hydrazine comme leurs isomères acétyléniques $R—CO—C\equiv C—CH_3$ et peuvent être utilisées, au même titre que ces dernières, pour la synthèse des pyrazoles.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1790.
(2) L. Knorr et Rosengarten, *Ann. der chem.*, 279, 1894, p. 237.
(3) Auwers et Cauer, *Ber. d. chem. Gesells.*, 61, 1928, p. 2409.
(4) L. Knorr, *Ber. d. chem. Gesells.*, 26, 1893, p. 100.
(5) Von Rothenburg, *Ber. d. chem. Gesells.*, 27, 1894, p. 1097.

(*Faculté des Sciences de Marseille.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Remarques sur l'absorption dans l'ultraviolet moyen et le visible de quelques diarylformamidines symétriques.* Note de M. **Panos Grammaticakis**, présentée par M. Marcel Delépine.

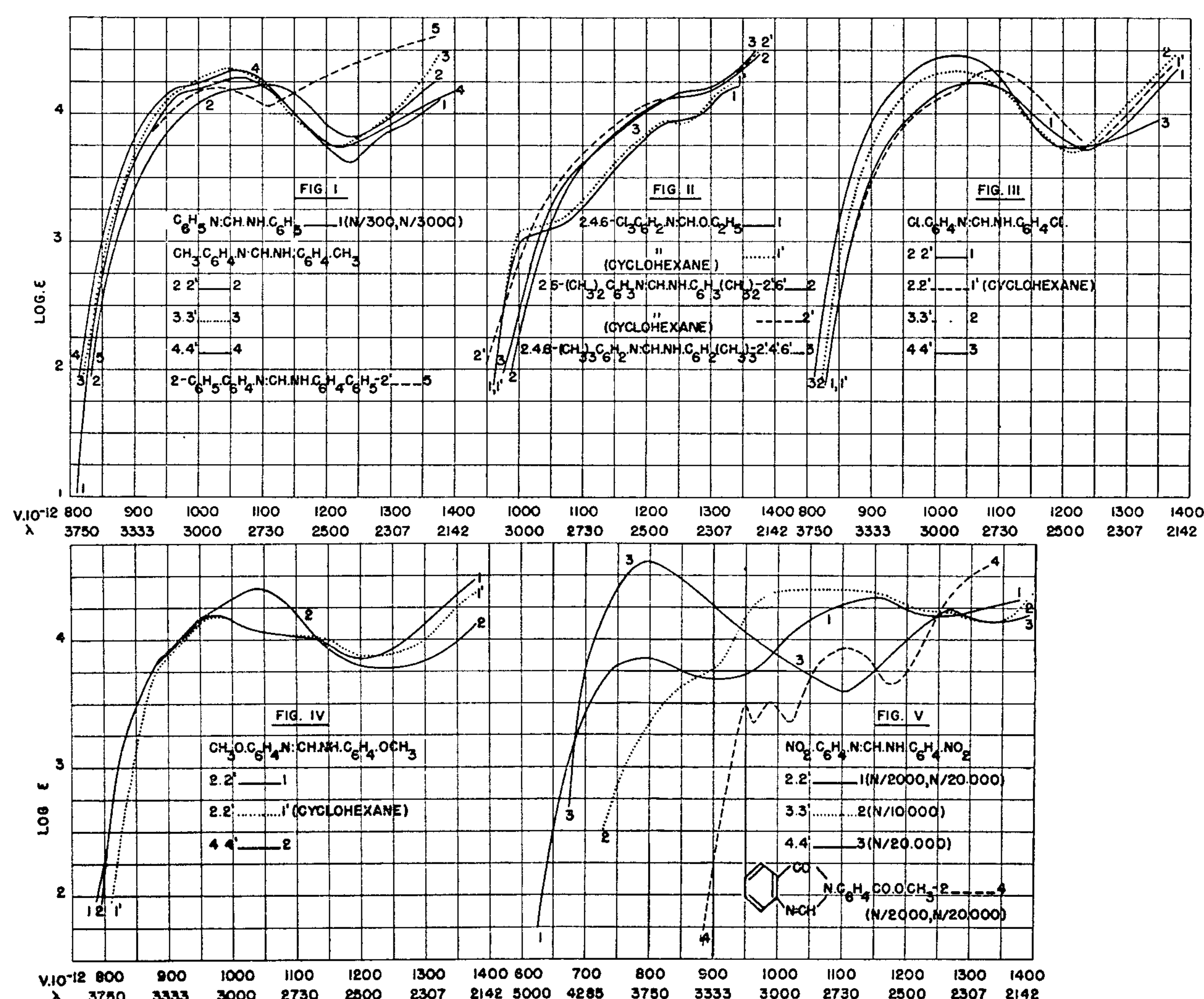
Les principales relations qualitatives entre les absorptions des diarylformamidines sont, en général, analogues à celles constatées pour les absorptions des diaryltriazènes correspondants.

Au cours des recherches chimiques et physiques sur les composés carbonylés ([1]) et leurs dérivés fonctionnels ([2]) d'une part, et sur les dérivés des arylamines ([3]) d'autre part, j'ai été conduit à aborder l'étude des substances de la forme R. X. C (: Y).X_1.R_1(A) (où R, R_1 = H, alcoyle, aryle et groupements spectralement apparentés; X, X_1 = NH, S, O, H, R, R_1, NH.NH, NHO et Y = N.R′, N.NR′$_2$, N.O.R′, N(:O).R′, O, S, CH.R′ avec R=R, R_1).

La présente Note contient quelques résultats concernant l'absorption dans l'ultraviolet moyen et le visible ([4]) de la *diphénylformamidine* ($C_6H_5.N:CH.NH.C_6H_5$) et de ses dérivés dans les deux noyaux phényliques : *diméthyl*-2.2′(F 151°), *diméthyl*-3.3′(F 126°), *diméthyl*-4.4′(F 141°), *tétra-*

méthyl-2.6.2'.6'(F 181°), *hexaméthyl*-2.4.6.2'.4'.6'(F 206°), *diphényl*-2.2' (F 162°), *dichloro*-2.2'(F 141°), *dichloro*-3.3'(F 118°), *dichloro*-4.4'(F 180°), *diméthoxy*-2.2'(F 106°), *diméthoxy*-4.4'(F 112°), *dinitro*-2.2'(F 162°), *dinitro*-3.3'(F 202°), et *dinitro*-4.4'(F 245°), ainsi que de la *trichloro*-2.4.6 *éthoxyméthylène-aniline* (F 50°) ([5]) et de la (*carbométhoxy*-2 *phényl*)-3 *quinazolone*-(4) (F 175°).

Toutes ces substances ont été préparées par traitement, suivant les procédés classiques, des arylamines avec l'orthoformiate d'éthyle (Rend. quantitatif).



La comparaison de l'absorption de la diphénylformamidine avec celle de l'aniline et de ses dérivés formanilide et éthoxyméthylène-aniline montre que le passage de ces substances à la diphénylformamidine se traduit ([6]) par des modifications importantes de leurs bandes principales A et B ([1]) : déplacement vers le rouge et augmentation de l'intensité plus forts pour la bande B que pour la bande A, celle-ci étant partiellement masquée par la première. Ces deux bandes sont confondues pour certains dérivés de la diphénylformamidine (*fig.* I, II, III, IV et V).

Les principales relations qualitatives entre les effets spectraux des substitutions effectuées sur la diphénylformamidine sont analogues à celles observées

dans le cas des aniles des composés carbonylés (surtout des arylalcoylcétones) et du diphényltriazène et des composés spectralement apparentés (existence de l'effet spectral ortho-anomal, de l'effet « stérique », etc.).

Ainsi, par exemple, la diméthylation et la dichloruration de la diphénylformamidine s'accompagnent d'un effet batho- et hyper-chrome faible ou nul, excepté la diméthylation-2.2′ et la dichloruration-2.2′ qui provoquent un effet hypso- et hypo-chrome (*fig.* I et III).

La tétraméthylation-2.6.2′.6′ et l'hexaméthylation-2.4.6.2′.4′.6 produisent, comme il était à prévoir, un très fort effet hypso- et hypo-chrome, les courbes de ces substances se rapprochant de celle de la trichloro-2.4.6 éthoxyméthylène-aniline (*fig.* III) dont l'absorption est voisine de celle de la trichloro-2.4.6 anile de la cyclohexanone et assez voisine de l'absorption de la trichoro-2.4.6 formanilide. L'indice spectral de conjugaison


$$[2.6-(CH_3)_2:C_6H_3.N:CH.NH\,|\,C_6H_3:(CH_3)_2-2.6]$$

et l'indice analogue de l'hexaméthyl-2.4.6.2′.4′.6′ diphénylformamidine sont très faibles.

La phénylation (*o*, *m*, *p*) produit un effet analogue à celui constaté pour d'autres dérivés monosubstitués du benzène (diphényle, etc.). En particulier, la diphénylation-2.2′ produit une fusion des bandes A et B sans changement sensible de la fréquence moyenne, une diminution faible dans l'intensité et une augmentation, par contre, très forte de l'intensité de la bande au-delà de 2700 Å (*fig.* I).

La diméthoxylation-2.2′ se traduit par le déplacement vers le rouge de la bande A et par la diminution de l'intensité de la bande B avec l'apparition d'une bande A′ (inflexion vers $\nu.10^{-12}\sim 900$) attribuable, en première approximation, au groupement $CH_3O.C_6H_4.NH$. Le passage de la diméthoxy-2.2′ diphénylformamidine à son isomère 4.4′ provoque une forte augmentation de l'intensité de la bande B déplacée vers le rouge, sans changement sensible de la bande A et de l'inflexion A′ qui sont partiellement masquées (*fig.* IV).

La nitration-2.2′ produit, suivant le mode adopté de description des propriétés spectrales ([7]) un déplacement du système de bandes A et B (surtout du maximum B) vers les grandes fréquences avec apparition d'une bande A′ ($\nu_{max}\sim 800.10^{12}$) attribuable, en première approximation, au groupement $NO_2.C_6H_4.NH$. Les relations spectrales entre la dinitro-2.2′ diphénylformamidine et ses isomères 3.3′ et 4.4′ sont, dans une certaine mesure, analogues à celles observées pour les nitrobenzoylhydrazones des nitrobenzaldéhydes et les dinitrodiphényltriazènes correspondants (*fig.* V).

Enfin, l'absorption de la (carbométhoxy-2 phényl)-2 quinazolone-(4), profondément différente, au point de vue de forme, de celle du dicarbométhoxy-2.2′ diphényltriazène et, très probablement, de celle de la dicarbomé-

thoxy-2.2′ diphénylformamidine, est déplacée vers les grandes fréquences par rapport à l'absorption du N.N′-diméthyl-anthranilate de méthyle et vers le rouge par rapport à celle du N-formyl-anthranilate de méthyle (*fig.* V).

Je poursuis ces recherches en vue d'étudier le domaine de validité des relations spectrales indiquées dans la présente Note.

(1) *Bull. Soc. Chim.*, 1953, p. 865.

(2) *Bull. Soc. Chim.*, 1951, p. 965; *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 684.

(3) *Bull. Soc. Chim.*, 1951, p. 220.

(4) Les mesures spectrales des substances étudiées ont été effectuées sur leurs solutions dans l'alcool à 95 % et dans le cyclohexane. Dans cette Note ne sont données que les absorptions dans l'alcool et à la concentration N/3000 (sauf mention contraire), celles dans le cyclohexane n'étant pas sensiblement différentes.

(5) Le produit signalé par Walther (*J. Pr. Ch.*, 52, 1895, p. 430) comme hexabromo-2.4.6.2′.4′.6′ diphénylformamidine (F 77°) est, très probablement, la tribomo-2.4.6 éthoxyméthylène-aniline.

(6) En accord avec ce qu'on observe, en général, pour la conjugaison des chromophores.

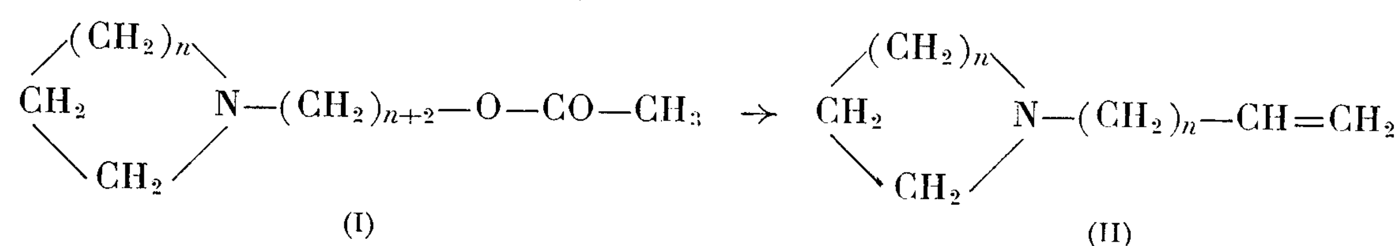
(7) L'absorption d'un composé est considérée, selon ce mode de description, comme l'enveloppe de la famille d'absorptions de *tous* les groupements efficaces d'éléments appartenant au composé.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Pyrolyse d'aminoesters*. Note de MM. **Charles Glacet** et **Daniel Berthe**, présentée par M. Marcel Delépine.

La pyrolyse d'un ester acétique de δ-aminoalcool à fonction amine tertiaire ne se produit qu'à température relativement élevée (400 à 470°). Le bilan de l'opération s'interprète par l'intervention de deux réactions concurrentes : La formation d'amine éthylénique par élimination d'acide acétique (réaction de van Pelt et Wibaut) et la dégradation d'un acétate de pipéridinium résultant d'une cyclisation intermédiaire.

L'étude des produits de pyrolyse du diéthylamino-3 acétoxy-7 heptane conduit Glacet et Gaumeton (1) à envisager pour cette réaction deux mécanismes concurrents : d'une part l'élimination d'acide acétique suivant la réaction de van Pelt et Wibaut (2), d'autre part la dégradation de l'acétate de triéthyl-1.1.2 pipéridinium qui peut se former intermédiairement. Nous avons essayé de vérifier cette hypothèse sur quelques exemples analogues.

Glacet et Deram (3) ont obtenu, avec des rendements très acceptables, le pyrrolidino-1 butène-3 (II, $n=2$) et le pipéridino-1 pentène-4 (II, $n=3$) en pyrogénant sur laine de verre le pyrrolidino-1 acétoxy-4 butane (I, $n=2$) et le pipéridino-1 acétoxy-5 pentane (I, $n=3$).



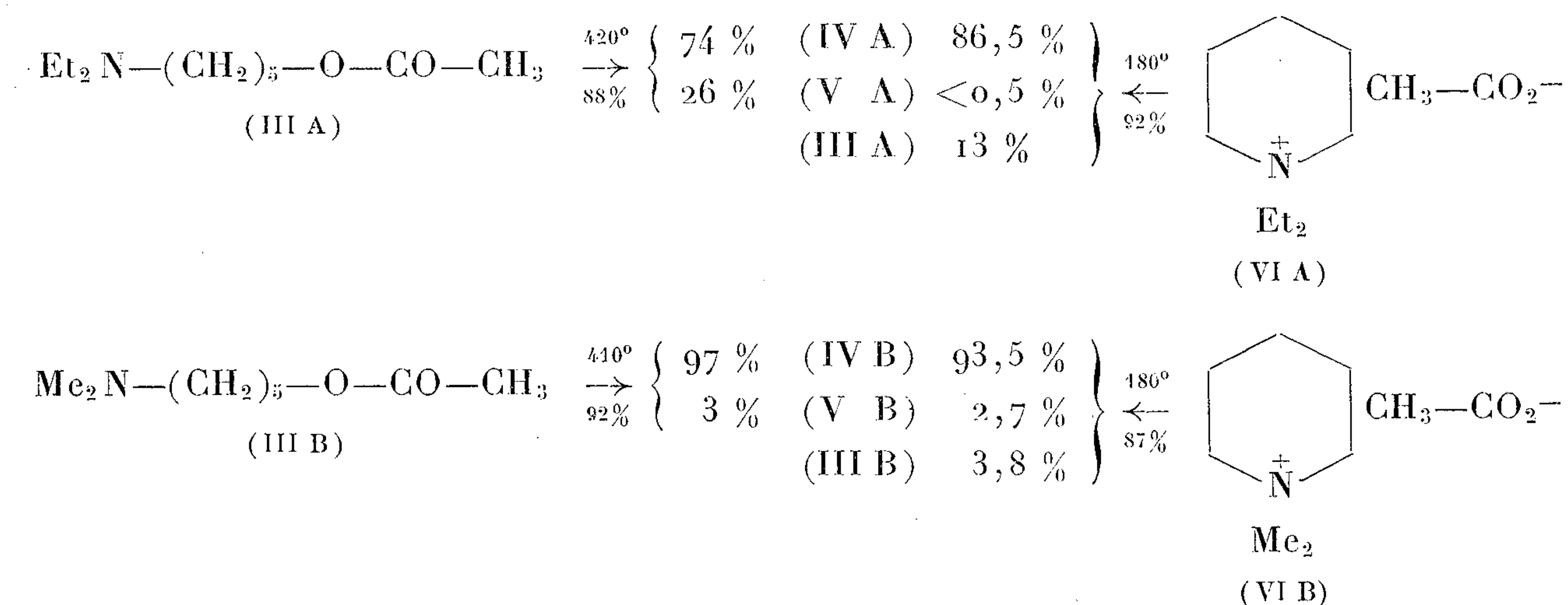
La pyrogénation des aminoesters (I) et de l'acétate de bispyrrolidinium ou bispipéridinium doit fournir les mêmes amines éthyléniques (II); la formation de ces amines ne renseigne donc pas sur le mécanisme de réaction. Il faut pourtant remarquer que la température de pyrolyse des aminoesters (I) est inférieure de 20 à 50° à celle que nécessite la scission thermique d'une acétine d'alcool primaire simple ; ceci est en faveur d'une interaction entre les groupements fonctionnels.

L'étude des produits de pyrolyse sur laine de verre du diéthylamino-1 acétoxy-5 pentane (IIIA) et du diméthylamino-1 acétoxy-5 pentane (IIIB) nous a montré que le diéthylamino-3 acétoxy-7 heptane ne constituait pas un cas particulier. Le coefficient de transformation de (IIIA) a été limité à 70 %, celui de (IIIB) à 91 % de façon à éviter un graphitage gênant (4); pour obtenir ce résultat, nous avons dû opérer à des températures inférieures de plus de 100° à celles que l'on emploie couramment pour la réaction de Van Pelt et Wibaut.

La pyrogénation de ces esters acétiques provoque l'élimination d'acétate de méthyle ou d'éthyle, ainsi que d'éthylène dans le cas de (IIIA); ces produits volatils correspondent à la formation des pipéridines (IV) que ne peut produire la réaction de Wibaut. On isole également les aminopentènes (V) qui résultent de la réaction de Wibaut ou de la scission thermique d'un acétate de pipéridinium. Nous avons par ailleurs vérifié que (VB) ne se transforme pas en (IVB) dans les conditions de l'expérience. On aura donc une idée de l'importance des deux réactions en comparant les proportions relatives de pipéridine et d'amine éthylénique dans les produits de pyrolyse de l'aminoester et de l'acétate de pipéridinium.



Dans le tableau suivant, nous comparons les produits de thermolyse des aminoesters et des acétates de pipéridiniums correspondants.



La décomposition de (III A) fournit une proportion d'amine éthylénique nettement plus grande que la pyrogénation de (VI A); il est donc très probable que la réaction de Wibaut concurrence la formation du sel d'ammonium quaternaire au cours de la pyrolyse de l'aminoester.

Les pyrogénations de (III B) et (VI B) donnent des proportions pratiquement identiques de pipéridine et d'amine éthylénique; la pyrolyse du diméthylamino-1 acétoxy-5 pentane s'effectue donc par l'intermédiaire de l'acétate de diméthylpipéridinium.

La transposition en sel de pipéridinium d'un ester acétique de δ-aminoalcool se produit à température beaucoup plus élevée que la cyclisation d'un ester halohydrique de ce même aminoalcool; à cette température la réaction de van Pelt et Wibaut peut concurrencer la formation du sel d'ammonium quaternaire; ce dernier, thermiquement peu stable, est dégradé.

Les aminoesters ont été obtenus à peu près quantitativement par acétylation des aminoalcools à l'aide d'anhydride acétique; les dosages d'azote ont été effectués par l'acide perchlorique en solution acétique. Les acétines ont été pyrolysées sur laine de verre en atmosphère d'azote. (Diamètre du tube : 11 mm; longueur chauffée : 60 cm; débit d'acétine : 1 goutte/6 s; débit d'azote : 2 bulles/s.)

Diéthylamino-1 acétoxy-5 pentane. — $C_{11}H_{23}NO_2$: $É_{11}$ 113°,6; n_D^{17} 1,4368; d_4^{17} 0,900; R. M. 58,57 (calculé 58,59). N % trouvé 6,97, calculé 6,96.

Diméthylamino-1 acétoxy-5 pentane. — $C_9H_{19}NO_2$: $É_{12,5}$ 95°; $n_D^{17,5}$ 1,4300, $d_4^{17,5}$ 0,904; R. M. 49,80 (calculé 49,36). N % : trouvé 8,07, calculé 8,08.

La plupart des autres corps isolés au cours de cette étude étaient connus; nous les avons identifiés par leurs constantes physiques et par les points de fusion de dérivés cristallisés, utilisés seuls ou en mélange avec des échantillons authentiques. Nous n'avons pas retrouvé la valeur que Kharasch et Fuchs ([5]) attribuent à la densité du diéthylamino-1 pentène-4; cette valeur conduit d'ailleurs à une réfraction moléculaire inexacte. L'hydrogénation de cette amine éthylénique fournit l'amyldiéthylamine, identifiée par son picrate, F 55°5 ([6]); nous avons également préparé cette amine (Rdt 80 %) par action du bromure d'amyle sur la diéthylamine; nous n'avons pas retrouvé les valeurs de l'indice et de la densité qu'indique D. D. Coffman ([7]).

La vitesse de décomposition du bromure de diméthylpipéridinium ne varie que lentement avec la température; nous situons le point de décomposition instantanée à 403° alors que von Braum ([8]) indique 175-180° et Littmann ([9]) 324°. Le chloroplatinate de diméthylpipéridinium fond à 244° ([9]) sur bloc de cuivre, mais le point de fusion instantanée est nettement plus élevé sur bloc d'acier.

Diéthylamino-1 pentène-4. — $C_9H_{19}N$: $É_{28}$ 64°,5; n_D^{16} 1,4329; d_4^{16} 0,781; R. M. 47,00 (calculé 47,24). N % : trouvé 9,81, calculé 9,92. Une seule fréquence Raman éthylénique

à 1641 cm^{-1}. Double liaison par hydrogénation catalytique : 1,03. Iodoéthylate : $F_{inst.}$ 152°,5; Kharasch (5) indique F 147-148°.

Amyl diéthylamine. — $C_9H_{21}N$: $É_{23}$ 61°; n_D^{17} 1,4209; d_4^{17} 0,761; R. M. 47,72 (calculé 47,70). N % : trouvé 9,76, calculé 9,77. Picrate $F_{inst.}$ 55°,5 (6).

(1) Ch. Glacet et A. Gaumeton, *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 1426.
(2) A. J. van Pelt et J. P. Wibaut, *Rec. Trav. Chim., Pays-Bas*, **57**, 1938, p. 1055; **60**, 1941, p. 55.
(3) Ch. Glacet et Th. M. Deram, *Comptes rendus*, **238**, 1954, p. 889.
(4) W. J. Bailey et J. Rosenberg, *J. Amer. Chem. Soc.*, **77**, 1955, p. 74.
(5) M. S. Kharasch et Ch. F. Fuchs, *J. org. Chemie*, **9**, 1944, p. 364; brevet américain, n° 2.409.287, 1946.
(6) Meisenheimer et Link, *Ann. Chem.*, **479**, 1930, p. 260.
(7) D. D. Coffman, *J. Amer. Chem. Soc.*, **57**, 1935, p. 1978.
(8) von Braum, *Ber. J. chem. Gesells.*, **33**, 1900, p. 2735.
(9) E. R. Littman et C. S. Marvel, *J. Amer. Chem. Soc.*, **52**, 1930, p. 292.

(Chimie générale et organique, Faculté des Sciences, Lille.)

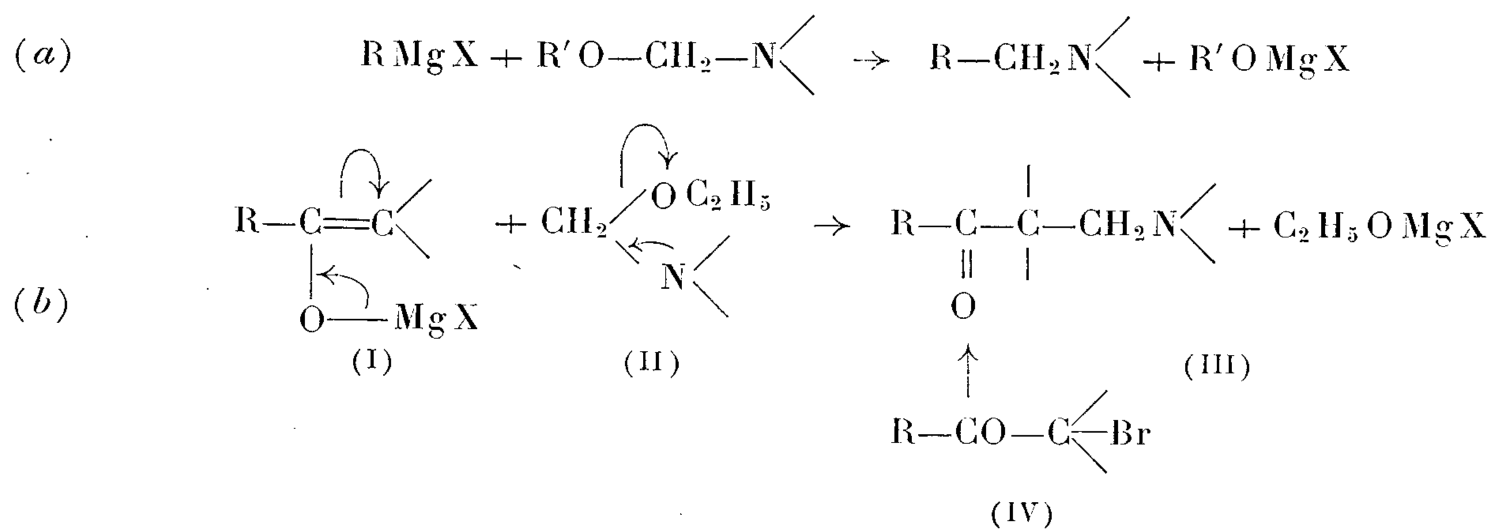
CHIMIE ORGANIQUE. — *Remplacement du brome dans les cétones α-bromées par le groupe aminométhyle.* Note de Mmes **Micheline Charpentier-Morize**, **Henriette Rivière-Larramona** et Mlle **Bianca Tchoubar**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les dérivés organomagnésiens résultant de l'action des cétones α-bromées sur le magnésium réagissent sur le pipéridino-éthoxyméthane pour donner les β-aminocétones correspondantes.

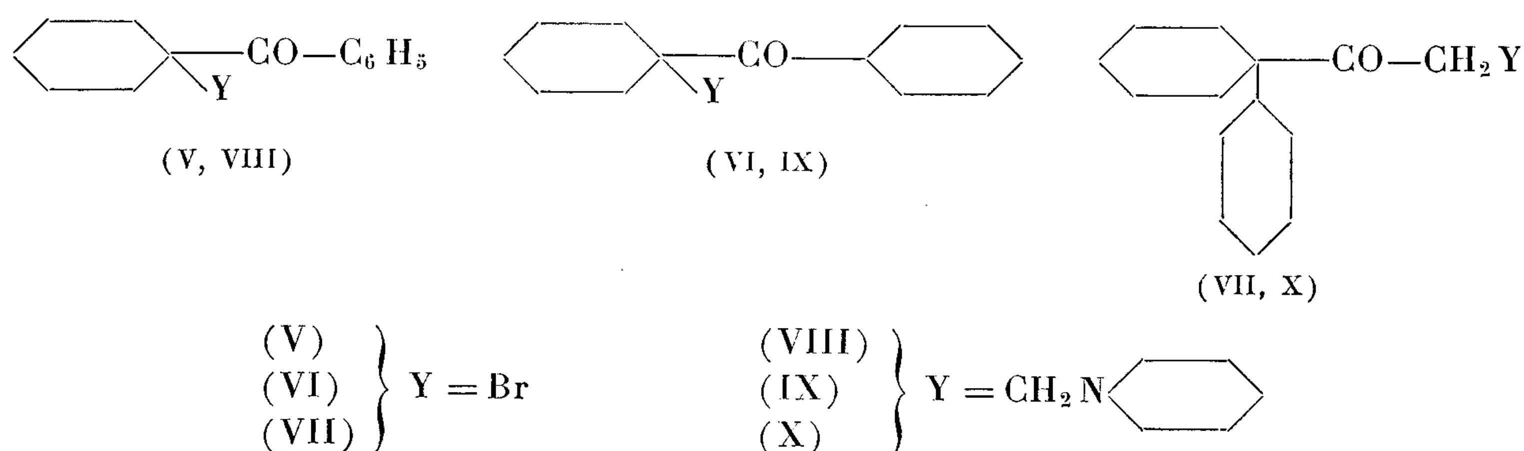
Il est connu que les cétones α-halogénées sont susceptibles, comme les halogénures d'alcoyles, de réagir en milieu éthéré avec le magnésium (1), (2), (3), (4). Bien que la structure des dérivés magnésiens résultant de cette réaction ne soit pas encore établie avec certitude, on sait cependant que, du point de vue de leur comportement chimique, ces composés sont assimilables aux énolates halogénomagnésiens (4), (5). Or, les énolates halogénomagnésiens auxquels on attribue généralement la structure (I) se comportent souvent en milieu éthéré comme de vrais réactifs de Grignard (6), (7). Ainsi, comme nous l'avons montré récemment (8), (9), ils donnent lieu avec les α-aminoéthers (II) à une réaction analogue à celle engendrée dans les mêmes conditions par un réactif de Grignard (10), (11), (12) (schéma *a*) et conduisent ainsi aux β-aminocétones (III) (schéma *b*).

Il était donc probable que les dérivés magnésiens résultant de l'action des cétones α-bromées (IV) sur le magnésium seraient également susceptibles de réagir avec les α-aminoéthers pour donner naissance à leur tour aux β-amino-

cétones (III) dans lesquelles le groupe aminométhyle occuperait la place du brome.



L'expérience a confirmé cette prévision : nous avons réussi à transformer avec des rendements convenables (50-60 %) les cétones α-bromées (V), (VI) et (VII) (V = Br) respectivement en β-aminocétones (VIII), (IX) et (X) $(Y{=}CH_2{-}N\langle\ \rangle)$.



(V), (VI), (VII) } Y = Br   (VIII), (IX), (X) } $Y = CH_2N\langle\ \rangle$

Ces résultats montrent que les dérivés magnésiens étudiés sont pratiquement inactifs dans les conditions de leur formation vis-à-vis du carbonyle des cétones bromées dont ils dérivent. Dans le cas contraire, ils devraient conduire aux γ-bromo β-hydroxycétones, or, il n'en est rien.

L'obtention du composé (X) indique que cette nouvelle méthode, comme celle que nous avons décrite récemment ([8]), ([9]) permet d'accéder aux β-aminocétones qui ne sont pas accessibles par la réaction de Mannich ([13]).

Partie expérimentale. — On fait agir une solution éthérée de la cétone bromée (environ N/2) sur la quantité équimoléculaire de magnésium. Pour faire démarrer la réaction on commence par ajouter d'emblée une 20e partie de cette solution au magnésium ainsi que quelques gouttes de ICH_3. La réaction se déclenche généralement après quelques minutes de chauffage. On ajoute le reste de la cétone bromée à une vitesse suffisante pour maintenir une vive ébullition du mélange réactionnel. Le dérivé magnésien qui se forme est soluble dans l'éther, il peut être titré par la méthode de Job et Reich. On l'ajoute ensuite à une solution éthérée environ 2 N de pipéridinoéthoxyméthane (proportion équimoléculaire).

On obtient ainsi : 1° la *(pipéridinométhyl-1 cyclohexyl) phénylcétone* (VIII) (R = 63 %) F 44°; chlorhydrate $F_{inst.}$ 182°; Cl %, calculé 11,05; trouvé 11,15; 2° la *(pipéridinométhyl-1 cyclohexyl) cyclohexylcétone,* IX (R = 55 %) $É_{0,1}$ 137°; chlorhydrate $F_{inst.}$ 175°; Cl %, calculé 10,8; trouvé 10,45; 3° la *(cyclohexyl-1 cyclohexyl) β-pipéridinoéthylcétone* (X) (9) $É_{0,05}$ 138-140° (se transforme partiellement à la distillation en cétone éthylénique correspondante); chlorhydrate $F_{inst.}$ 232°; Cl %, calculé 10,35; trouvé 10,45. La structure cétonique de ces composés a été prouvée par les spectres infrarouges. Parmi les exemples que nous avons choisis, il n'existe aucune ambiguïté quant à la position du groupe aminométhyle (absence d'isomérie de position et d'isomérie géométrique).

(1) S. M. Malmgren, *Ber. Chem. Gesells.*, 36, 1903, p. 2608.
(2) E. Cherbulier et A. Hagar, *Helv. Chim. Acta*, 15, 1932, p. 191.
(3) A. Bell, T. H. Strickland et G. F. Wright, *J. Org. Chem.*, 16, 1951, p. 1742.
(4) J. Colonge et J. Grenet, *Bull. Soc. Chim.*, 1953, C. 41; 1954, p. 1304.
(5) C. H. Fisher, *J. Amer. Chem. Soc.*, 57, 1935, p. 381.
(6) R. C. Fuson, W. O. Fugate et G. H. Fisher, *J. Amer. Chem. Soc.*, 61, 1939, p. 2362.
(7) M. S. Kharasch et O. Reinmuth, *Grignards Reactions of Nonmetallic Substances*, Constable, London, 1954, p. 1030.
(8) M. Charpentier-Morize, H. Rivière-Larramona et B. Tchoubar, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1735.
(9) M. Charpentier-Morize, H. Rivière-Larramona et B. Tchoubar, *XVe Congrès international de Chimie pure et appliquée*, Paris, 1957, Résumés des communications, p. 125.
(10) G. M. Robinson et R. Robinson, *J. Chem. Soc.*, 123, 1923, p. 532.
(11) N. I. Sheverdina et K. A. Kotchechkoff, *J. Chim. Gen. U. R. S. S.*, 8, 1938, p. 1825.
(12) A. T. Stewart et C. R. Hauser, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 1098.
(13) M. Charpentier-Morize, *Bull. Soc. Chim.*, 1954, p. 497.

(Institut Fournier, 25, boulevard Saint-Jacques, Paris, 14e.)

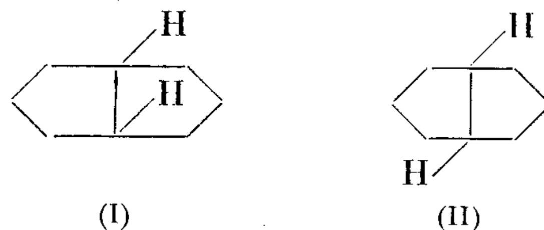
CHIMIE ORGANIQUE. — *Stéréochimie des carboxy-2 et amino-2 cis-bicyclo-[3.3.0] octanes.* Note de MM. **Robert Granger**, **Pierre Nau** et Mme **Josette Nau**, présentée par M. Marcel Delépine.

Des relations stériques établies entre les deux acides et les deux amines stéréoisomères dérivant de la position —2 du cis-bicyclo-(3.3.0) octane, permettent de préciser la stéréochimie de ces nouveaux composés.

Tandis que la stéréochimie des décalines a été bien précisée, celle des bicyclo-[3.3.0] octanes cis (I) et trans (II) est encore complètement inconnue. Cette lacune tient au fait que peu de composés monofonctionnels ont été décrits jusqu'ici.

En série *cis*, en dehors de quelques dérivés angulaires, on n'a signalé que les deux cétones isomères, et les alcools — 2 et — 3 sans en préciser

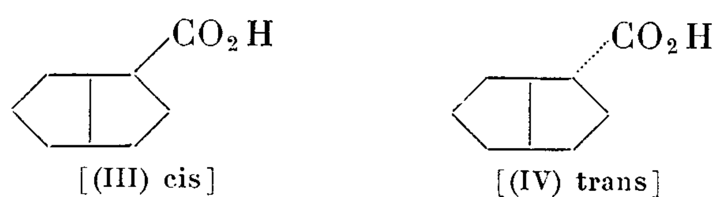
la structure. La bicyclo-[3.3.0] octanone-3 trans et le carbure qui en dérive sont les seuls témoins de cette série difficilement abordable.



L'objet de cette Note est de faire connaître les acides et les amines intéressant la position-2 du cis-bicyclo-[3.3.0] octane, et d'établir leur configuration et leur corrélation.

Le point de départ pour l'obtention de ces composés est la cis-bicyclo-[3.3.0] octanone-2 décrite par A. H. Cook et R. P. Linstead ([1]).

I. *Carboxy-2 bicyclo-[3.3.0] octanes.* — La disposition spatiale cis du système bicyclique étant considérée dans toutes les formules qui suivent, les deux stéréoisomères répondent aux schémas ci-dessous ([2]) :



Deux méthodes de préparation ont été envisagées :

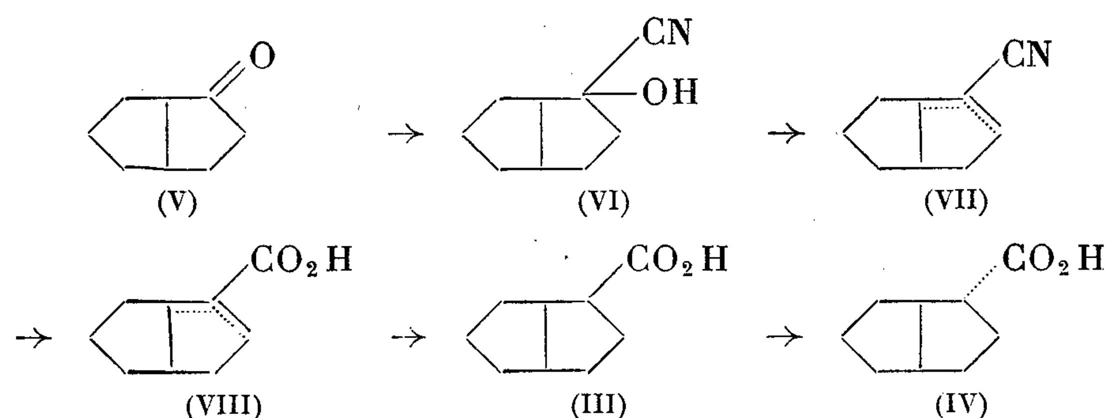
1° *Par l'intermédiaire d'un organomagnésien.* — La cétone hydrogénée au nickel Raney (100°, 80 atm) ne donne qu'un seul bicyclooctanol-2 ($É_{13}$ 95°; d_{25}^{25} 1,0261; n_D^{25} 1,4868; phényluréthanne F 87°). Cet alcool, traité par le tribromure de phosphore, conduit au bromo-2 bicyclooctane : liquide incolore ($É_{13}$ 86°; d_{25}^{25} 1,2521; n_D^{21} 1,5079) qui réagit avec le magnésium en milieu éthéré.

Cependant, la solution magnésienne ne fixe pas le gaz carbonique : en fin de réaction, on isole du bicyclo-[3.3.0] octène $É_{25}$ 45°. Dans les mêmes conditions, le bromure de cyclopentyl magnésium se carbonate en acide carboxylique avec un rendement de 70 %. Par ailleurs, le bromo-2 bicyclooctane ne réagit pas avec le cyanure de potassium.

2° *Par l'intermédiaire de la cyanhydrine.* — La bicyclo-[3.3.0] octanone-2 fixe l'acide cyanhydrique liquide; le cyano-2 bicyclooctanol-2 (VI) ($É_{1,5}$ 110-112°; Rdt 92 %) est déshydraté par le chlorure de thionyle-pyridine en cyano-2 bicyclooctène (VII) ($É_{15}$ 110°; d_{25}^{25} 0,9979; n_D^{22} 1,4994; Rdt 89 %) qui est hydrolysé par la potasse à 10 % en un seul acide bicyclooctène carboxylique-2 (VIII) ($É_1$ 120°; amide F 142°; Rdt 85 %). La position de la double liaison n'a pas été précisée dans ces composés.

L'hydrogénation, en présence d'oxyde de platine, donne uniquement l'acide bicyclooctane carboxylique-2 (III) cis F $\simeq$ 30°; l'amide F 160°

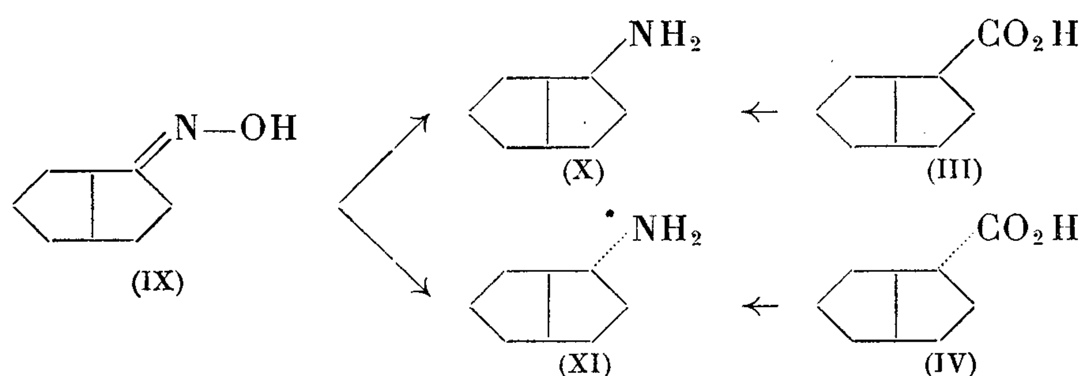
a été formé à partir du chlorure d'acide préparé à froid selon la technique de W. G. Dauben et E. Hoerger [3] qui n'entraîne pas de stéréomutation.



L'ester méthylique de l'acide cis (III), préparé par action du diazométhane, s'isomérise quantitativement en ester trans, sous l'influence du méthoxyde de sodium. Ce dernier est alors saponifié en acide bicyclo-octane carboxylique-2 trans : $É_{0,3}$ 110°; amide F 182°; anilide F 113°.

L'isomérisation est aisément expliquée par l'encombrement stérique très marqué pour le composé cis et permet ainsi d'attribuer logiquement cette configuration à l'acide (III). Sa structure est également en accord avec la stéréospécificité de l'hydrogénation catalytique au platine, qui conduit en général aux isomères thermodynamiquement instables.

II. *Amino-bicyclo*-[3.3.0] *octanes*-2. — La bicyclo-[3.3.0] octanone-oxime (IX) est réduite par le nickel Raney en un mélange des deux amines stéréoisomères, séparées et caractérisées par leurs dérivés benzoylés F 125° et F 128°.



La stéréochimie de ces amines a été fixée grâce à la réaction de Schmidt appliquée à chacun des acides bicyclooctane carboxyliques-2 qui, selon W. G. Dauben et E. Hoerger [3], s'effectue avec conservation de structure. L'acide cis (III) (amide F 160°) conduit à l'amine X (dérivé benzoylé F 125°).

L'acide trans (IV) (amide F 182°) est alors relié à l'amine (XI) (dérivé benzoylé F 128°).

(1) *J. Chem. Soc.*, 1934, p. 946.

(2) Dans l'isomère cis (III), la fonction est du même côté que le cycle C_5 accolé.

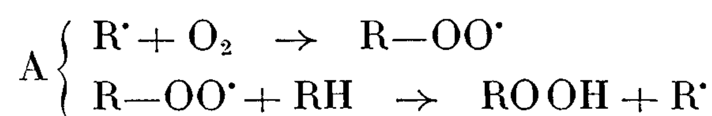
(3) *J. Amer. Chem. Soc.*, 73, 1951, p. 1504.

(*Laboratoire de Chimie organique, Faculté de Pharmacie, Montpellier.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Oxydation des arylamino-9 phényl-10 anthracènes. Radicaux mésomères intermédiaires.* Note (*) de MM. **Jean Rigaudy** et **Georges Cauquis**, présentée par M. Charles Dufraisse.

L'action des oxydants et du peroxyde de benzoyle sur les arylamino-9 phényl-10 anthracènes conduit à des composés dérivés de la forme triphénylméthyle des radicaux mésomères intermédiaires. La présence en para sur l'aryle du groupement $N(CH_3)_2$ réagissant pour son propre compte multiplie le nombre des réactions possibles.

Nous avons montré précédemment ([1]) que l'action de l'oxygène sur les arylamino-9 phényl-10 anthracènes, I, conduit aux hydroperoxydes II. On admet généralement qu'une telle autoxydation s'effectue par un mécanisme en chaîne A dont l'une des étapes est la fixation de l'oxygène sur le radical résul-



$$A \begin{cases} R^{\cdot} + O_2 \rightarrow R{-}OO^{\cdot} \\ R{-}OO^{\cdot} + RH \rightarrow ROOH + R^{\cdot} \end{cases}$$

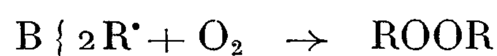
tant d'une scission homolytique de la liaison N—H. Dans le cas présent, il s'agissait des radicaux mésomères III, dont les principales formules limites sont les formes diarylazote *a* et triphénylméthyle *b*. L'obtention des hydroperoxydes II impliquait que les radicaux III réagissaient avec l'oxygène sous leur forme *b*.

Par ailleurs, P. L. Julian et ses collaborateurs ([2]), par action des métaux en poudre sur le phénylimino-9 chloro-10 phényl-10 dihydro-9.10 anthracène, V(R = H, Y = Cl), ont préparé le radical III (R = H) qui n'a conduit à aucun produit d'autoxydation défini. Ces auteurs en ont conclu qu'il ne pouvait réagir que sous la forme diarylazote *a*.

En conséquence, il nous a paru souhaitable d'étudier d'autres réactions dans lesquelles pouvaient intervenir ces radicaux mésomères. C'est pourquoi nous avons soumis, en premier lieu, les amines I, R = H et $R = OCH_3$, à l'action de réactifs susceptibles d'arracher l'atome d'hydrogène de la fonction amine. Parmi ceux-ci, le permanganate de potassium en solution acétonique qui est le réactif classique de formation des diarylazotes ([3]), réagit instantanément. La réaction étant effectuée en présence d'air, on obtient les peroxydes symétriques IV ($Z{=}N{-}C_6H_5$), $C_{52}H_{36}O_2N_2$, F_{inst} 240-242° et IV ($Z{=}N{-}C_6H_4{-}OCH_3$), $C_{54}H_{40}O_4N_2$, F_{inst} 225-226°, dont la structure est confirmée par l'hydrolyse acide en peroxyde de mésophénylanthronyle IV (Z = O). Ces peroxydes sont également obtenus lorsque l'oxydation génératrice de radicaux est effectuée par les oxydes PbO_2 et Ag_2O ou par le ferricyanure de potassium.

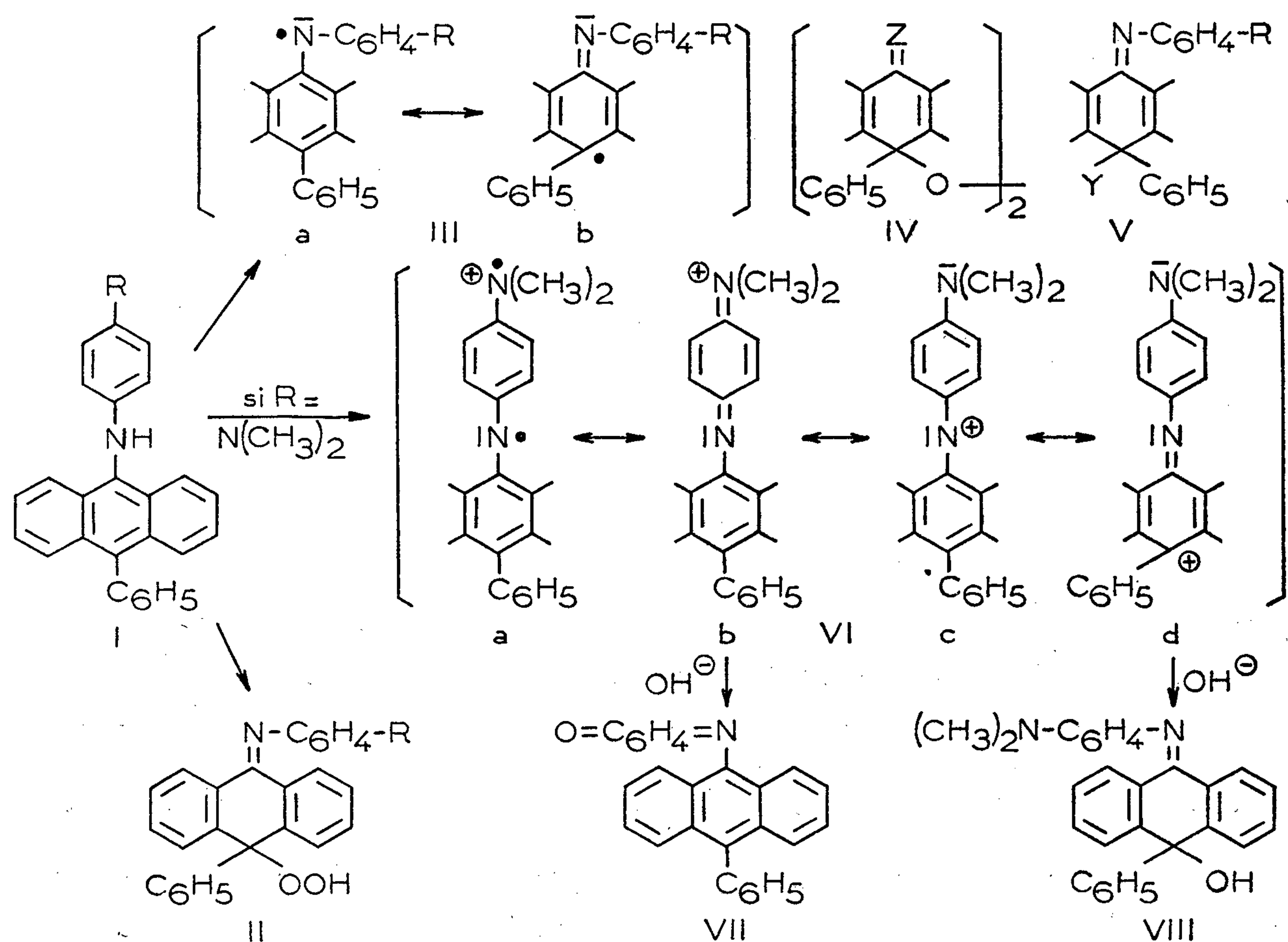
Il est singulier que le radical préparé par Julian et ses collaborateurs n'ait pas conduit au peroxyde IV ($Z{=}N{-}C_6H_5$) que nous avons isolé. En effet, si les radicaux du type III sont effectivement les intermédiaires de nos réactions,

ils semblent susceptibles de réagir avec l'oxygène, également selon le mécanisme B, en se comportant, là encore, comme des triphénylméthyles.



$$B \{ 2R^{\cdot} + O_2 \rightarrow ROOR$$

En complément à l'action des oxydants sur les amines I, nous avons étudié la réaction avec le peroxyde de benzoyle. On obtient généralement dans ce type de transformation des dérivés N-oxybenzoylés et, bien que le mécanisme en soit encore discuté ([4]), certains auteurs admettent la fixation d'un radical $C_6H_5COC^{\cdot}$ sur l'atome d'azote du radical de l'amine. Seule l'amine *p*-méthoxylée nous a conduits à un dérivé cristallisé, $C_{34}H_{25}O_3N$, F_{inst} 226-227°. En réalité, ce composé est probablement le benzoate V ($R = OCH_3$, $Y = OCOO_6H_5$) résultant de la fixation du radical oxybenzoyle, non pas à l'azote, mais au carbone. Il possède en effet un spectre d'absorption pratiquement confondu avec celui du carbinol V ($R = OCH_3$, $Y = OH$) ([1]) qu'il donne d'ailleurs par hydrolyse alcaline. Si la réaction implique l'intervention du radical de l'amine, celui-ci réagit donc à nouveau sous sa forme triphénylméthyle *b*.



On peut se demander si cette réactivité au carbone que présentent les radicaux III n'est pas due à l'empêchement stérique au voisinage de l'atome d'azote

qui a été mis en évidence par les difficultés rencontrées dans l'acétylation des arylamino-9 anthracènes ([1]), ([5]).

Dans chacune de ces réactions, l'amine *p*-diméthylaminée, I[$R = N(CH_3)_2$], présente un comportement particulier du fait de la présence dans sa molécule de deux fonctions amine susceptibles de réagir avec les oxydants et le peroxyde de benzoyle. Outre la cession d'un atome d'hydrogène par la fonction amine secondaire, les oxydants provoquent en effet le départ d'un électron du groupe tertiaire $N(CH_3)_2$, de sorte que l'oxydation simultanée des deux fonctions amine conduit au cation VI dans lequel se trouvent réunies la résonance propre des ions quinone-imonium (formes *a*, *b* et *c*) et celle du triphénylcarbénium (forme *d*). Le cation réagit préférentiellement selon l'une ou l'autre forme suivant les conditions dans lesquelles s'effectue l'oxydation. Quand elle est provoquée par le permanganate acétonique, elle s'accompagne de l'hydroxylation du cation réagissant comme ion triphénylcarbénium, VII *d* : on isole le carbinol VIII ([1]) avec un rendement de 50 %. Par contre, avec le ferricyanure de potassium en milieu potassique 2 N, on observe la désamination caractéristique des sels de quinone-imonium placés en milieu très alcalin ([6]), le cation réagissant sous la forme VI *b* : on obtient, avec un rendement presque quantitatif, la N-(phényl-10 anthranyl-9) benzoquinonemonoimine, VI, $C_{26}H_{17}ON$, F_{inst} 197-198°.

Une oxydation partiellement limitée à la fonction amine secondaire peut toutefois être réalisée par action des oxydes PbO_2 et Ag_2O en milieu neutre. Grâce à la chromatographie sur alumine, on isole en effet dans ces deux cas, en plus des deux composés précédemment signalés, 2 % d'un produit peroxydique (déc. inst. 245-250°) que les acides dilués hydrolysent en peroxyde de mésophénylanthronyle. Il s'agit donc vraisemblablement du peroxyde symétrique IV [$Z = N—C_6H_4—N(CH_3)_2$], $C_{56}H_{46}O_2N_4$.

L'action du peroxyde de benzoyle ne conduit qu'à des mélanges résineux complexes; les deux groupements amine pouvant, là encore, réagir simultanément de plusieurs manières différentes [*voir* ([4])].

(*) Séance du 4 décembre 1957.

([1]) J. Rigaudy et G. Cauquis, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2964.

([2]) P. L. Julian, W. Cole et R. Schroeder, *J. Amer. Chem. Soc.*, 71, 1949, p. 2368.

([3]) H. Wieland et S. Gambarjan, *Ber.*, 39, 1906, p. 1499.

([4]) C. Walling, *Free Radicals in Solution*, John Wiley and Sons, Inc., New-York, 1957, p. 590.

([5]) L'action du cétène a été nécessaire, les procédés classiques d'acétylation étant inefficaces; voir aussi R. Padova, *Ann. Chim.*, 19, 1910, p. 419 et 422.

([6]) L. K. J. Tong, *J. Phys. Chem.*, 58, 1954, p. 1090.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Hydrolyse alcaline des carbonates d'alcanediols*-1.2 *et propanediols*-1.3 *disubstitués*-2.2. Note (*) de MM. **Léo A. Pohoryles** et **Shalom Sarel**, présentée par M. Charles Dufraisse.

Les vitesses d'hydrolyse alcaline d'une série de carbonates acycliques et cycliques et de lactones ont été mesurées à 0°. Les carbonates cycliques à cinq chaînons sont hydrolysés plus lentement que les homologues à six chaînons, et avec des vitesses du même ordre de grandeur que celles des lactones correspondantes.

L'utilité des esters carboniques en synthèse organique est bien connue. Les esters acycliques ont été largement étudiés, les composés cycliques ayant reçu beaucoup moins d'attention, spécialement du point de vue quantitatif.

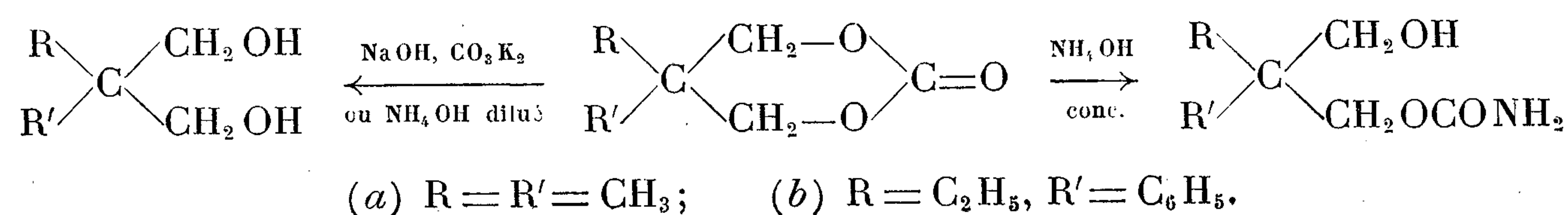
Notre but étant l'emploi de ces esters cycliques à des fins synthétiques, nous avons commencé une étude systématique des effets excercés par la dimension du cycle et par les substituants sur la vitesse d'hydrolyse alcaline de ces corps.

Nous avons tout d'abord préparé une série de carbonates cycliques, à cinq et à six chaînons, ayant des substituants en positions α ou β. Pour celà, nous avons procédé à des réactions de trans-estérification entre les diols appropriés et le carbonate d'éthyle (en faible excès, 30 à 40 %), en présence d'une trace (1 mole %) de méthylate de sodium sec. L'éthanol formé a été éliminé en continu par une distillation lente, au moyen d'une colonne efficace. Les rendements en produits purs s'échelonnent entre 65 et 90 %.

Les recherches bibliographiques nous ont montré que le carbonate d'éthyle est le seul ester carbonique dont la cinétique de l'hydrolyse ait été étudiée. Miller et Case (1) ont en effet montré que le mécanisme comporte deux réactions, la première étant du second ordre, la seconde, plus lente, du premier ordre.

Les carbonates cycliques sont attaqués plus facilement que les acycliques par les réactifs nucléophiles. C'est pourquoi l'hydroxyde de sodium, réactif habituellement employé pour mesurer les vitesses de saponification des esters, n'a pu être utilisé, dans le cas des carbonates cycliques, qu'avec une technique spéciale. Nous avons préféré un réactif plus faiblement alcalin, le carbonate de potassium, dont l'utilisation est peu courante. Le carbonate de sodium provoque, dans certains cas, une modification du mécanisme de l'hydrolyse (2). Il a donc été nécessaire de démontrer le mécanisme qui règle l'hydrolyse des carbonates cycliques en présence de carbonate de potassium.

Les réactions étudiées à cette fin sont indiquées ci-dessous :



(*a*) $R = R' = CH_3$; (*b*) $R = C_2H_5$, $R' = C_6H_5$.

A priori, trois mécanismes concevables peuvent intervenir; ce sont les mécanismes appelés par Ingold ([3]) : $B_{ac}2$, $B_{al}1$, $B_{al}2$. Le second, $B_{al}1$, est exclu pour deux raisons : il nécessite un réarrangement de Wagner, il ne s'accorde pas avec le second ordre de la réaction, effectivement observé. Le dernier mécanisme, $B_{al}2$, est exclu pour des raisons d'empêchement stérique. Par élimination, il reste donc le mécanisme $B_{ac}2$.

L'étude des produits d'hydrolyse montre clairement que la réaction consiste en une attaque nucléophile normale sur le carbone du carbonyle. C'est évidemment le caractère électrophile prononcé de la fonction ester carbonique qui provoque une telle attaque. L'étude stéréochimique de Garner et Lucas ([4]) est conforme à ces résultats.

Notre technique de mesure consiste en un dosage de l'excès de carbonate de potassium par l'acide chlorhydrique jusqu'au pH 8,2, en présence d'un indicateur constitué par un mélange de rouge de crésol et de bleu de thymol, mélange qui vire lors de la transformation du carbonate en bicarbonate.

Hydrolyse alcaline de carbonates acycliques et cycliques et de lactones.
(Constantes du second ordre).
Solvant : eau; temp. : 0°; k_2(1 mol^{-1}.mn^{-1}).

Composés.	Bases NaOH.	Bases CO_3K_2.
Acétate d'éthyle	1,2	$4,2.10^{-3}$
Carbonate d'éthyle	0,46	–
γ-Butyrolactone	9,5	$5,0.10^{-2}$
γ-Valérolactone	3,5 (*)	$4,0.10^{-2}$
δ- »	1830,0 (*)	–
Carbonates de :		
Éthylène glycol	–	$5,1.10^{-2}$
Propylène »	–	$4,7.10^{-2}$
Triméthylène »	–	0,9
Néopentyl »	–	1,3
Diéthyl-2.2 propanediol-1.3	–	1,0
Méthyl-2 *n*-propyl-2 »	–	1,0
Phényl-2 éthyl-2 »	–	1,0
Pinacol	0,2 (**)	$1,0.10^{-3}$ (**)
Hydrobenzoïne	–	0,8

(*) Calculé d'après W. Hückel, *Theoretische Grundlagen der organischen Chemie*, 2, 1943, p. 562.
(**) Mesuré à 30° C.

La constante de second ordre, ainsi obtenue dans le cas du carbonate d'éthyle, est conforme à la valeur publiée par Miller et Case ([1]). Les résultats du tableau ci-joint montrent une grande analogie entre les carbonates cycliques à cinq chaînons et les lactones à même nombre de chaînons. Les carbonates cycliques à six chaînons sont hydrolysés 17,6 fois plus vite que ceux à cinq

chaînons; ce facteur est notablement plus faible que celui qui se rapporte aux δ- et γ-lactones ([5]), ([6]), ([7]). La disubstitution de l'atome de carbone médian des carbonates à six chaînons ne modifie que relativement peu la vitesse de l'hydrolyse; elle l'augmente très faiblement.

Si l'on passe de l'acétate d'éthyle aux carbonates cycliques à cinq et à six chaînons, on constate que le remplacement du CH_3 de l'acétate d'éthyle par un alcoxyle (avec cyclisation) augmente la vitesse d'hydrolyse de 12 fois dans le premier cas, de 214 fois dans le second.

La comparaison des résultats obtenus avec l'hydroxyde de sodium et le carbonate de potassium semble indiquer que le pH du réactif nucléophile n'est pas seul en cause. Ainsi l'augmentation du pH de 1,25, provoquée par le remplacement de CO_3K_2 par NaOH, correspond à une multiplication par 20 environ de la concentration en ions HO^-. Or, dans ces conditions, les vitesses d'hydrolyse de l'acétate d'éthyle et de la γ-valérolactone sont multipliées respectivement par 300 et 100.

Il apparaît donc qu'en remplaçant l'hydroxyde de sodium par le carbonate de potassium, on diminue la force nucléophile du réactif (vis-à-vis des esters) de façon plus notable que la basicité.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

([1]) N. F. MILLER et L. O. CASE, *J. Amer. Chem. Soc.*, **57**, 1935, p. 810.

([2]) A. G. DAVIES et J. KENYON, *Quart. Rev.*, **9**, 1955, p. 211; M. P. BALFE, J. KENYON et R. WICKS, *J. Chem. Soc.*, 1946, p. 807.

([3]) C. K. INGOLD, *Structure and Mechanism in Org. Chem.*, 1953, p. 752.

([4]) H. LUCAS et H. K. GARNER, *J. Amer. Chem. Soc.*, **72**, 1950, p. 5489.

([5]) H. C. BROWN et coll., *J. Amer. Chem. Soc.*, **76**, 1954, p. 467.

([6]) J. E. POTTS et E. S. AMIS, *J. Amer. Chem. Soc.*, **71**, 1949, p. 2112.

([7]) E. S. AMIS et S. SIEGEL, *J. Amer. Chem. Soc.*, **72**, 1950, p. 674,

ÉPITAXIE. — *Orientation de microcristaux par sédimentation sue un cristal unique de même nature.* Note (*) de M. **RAYMOND ZOUCKERMANN** et Mlle **YVONNE CORCUFF**, transmise par M. Eugène Darmois.

Il arrive qu'en clivant à l'aide d'une aiguille fine de petites paillettes de mica, on en obtienne par diffraction électronique des clichés analogues à celui de la figure 1. Ce cliché diffère beaucoup du cliché normal de cristal unique de mica représenté dans la figure 2 (cristal presque parfait, diagramme de plan réticulaire). Cependant, si on superpose deux plaques représentant le réseau polaire hexagonal, en les décalant d'un petit angle par rotation, on obtient des figures analogues au cliché de la figure 1. Nous supposerons donc qu'une paillette de mica s'est pliée selon un axe de la figure de choc, ou bien que deux paillettes ont pu se superposer

avec une orientation privilégiée. Il nous a donc paru intéressant de vérifier si des microcristaux obtenus par broyage du mica et mis en suspension dans l'eau seraient capables de s'orienter en se déposant par sédimentation sur une lame support constituée par une mince feuille de mica clivée.

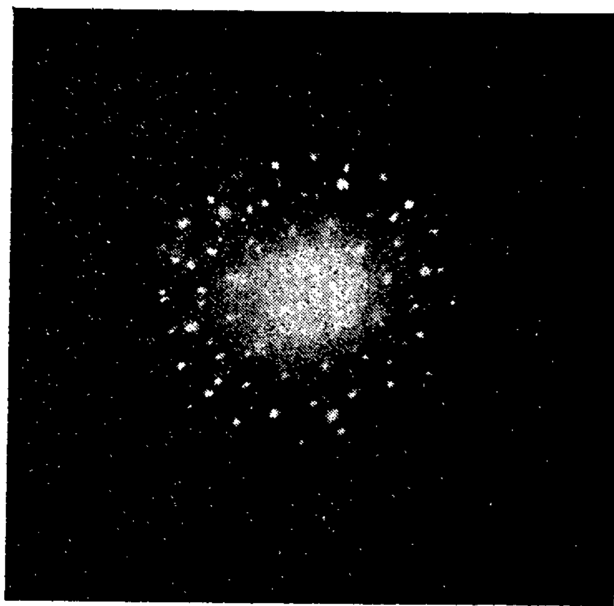


Fig. 1.

Le dispositif expérimental est le suivant. La lame support est très mince (de l'ordre de 100 Å), afin de permettre un examen ultérieur par transmission et diffraction électronique. Les clivages de mica muscovite sont

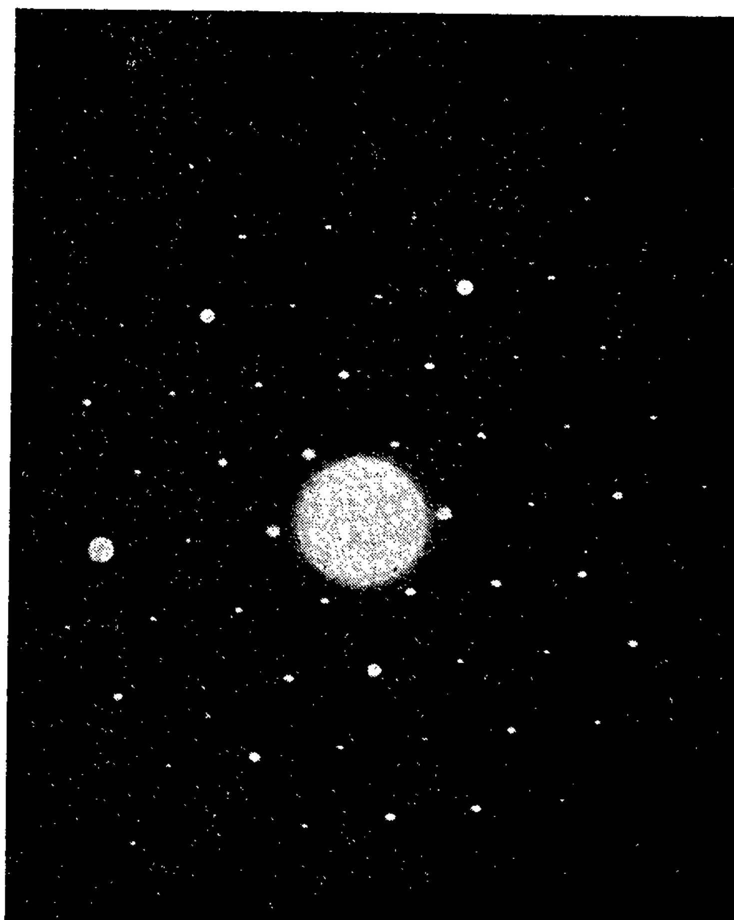


Fig. 2.

essayés avant utilisation. Ils sont simplement fixés par une trace de picéine sur une grille de nickel, ou bien sur un disque de nickel percé d'un trou de 2 mm environ.

La poudre est obtenue par broyage dans un mortier ou par frottement de l'arête d'une lame épaisse sur une meule émeri; des poudres industrielles ont été également utilisées. Examinées au microscope ces poudres apparaissent formées de cristaux minces à contours polygonaux dont la dimension est de 1 à 10 μ.

La poudre de mica est mélangée à l'eau; on laisse d'abord déposer les plus gros cristaux pendant un certain temps de sédimentation. On verse ensuite la suspension de fins cristaux dans un tube à essais sur le fond duquel est disposée la lame support. Après un temps déterminé, on aspire lentement l'eau avec une fine pipette. On évite les mouvements de convection dans le liquide en entourant le tube à essai avec de l'eau à la même température. Après séchage, l'échantillon est examiné par transmission avec des électrons de 50 kV environ; cet examen a lieu dans un vide de 10^{-5} à 10^{-4} mm; le séchage est donc complet.

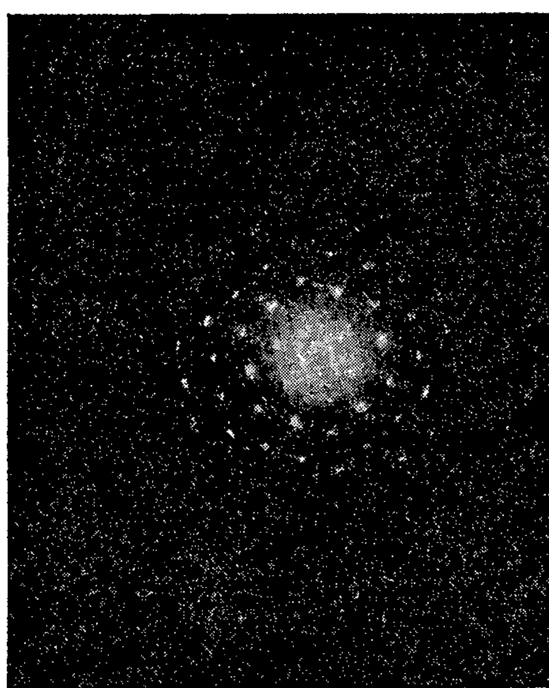


Fig. 3.

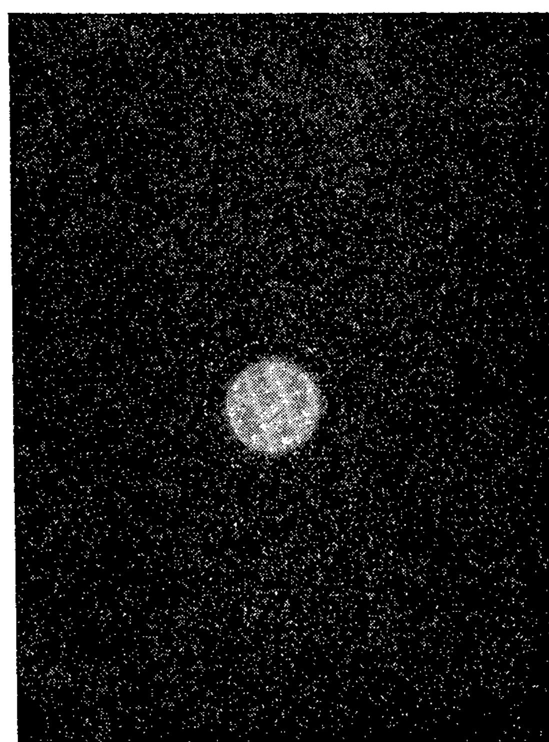


Fig. 4.

Les résultats sont les suivants. Les microcristaux déposés adhèrent très fortement à la lame support; il a été impossible d'utiliser la même lame pour différents dépôts. Avec des suspensions dans l'eau, deux sortes de diagrammes révèlent une orientation : 1° ceux qui sont notamment obtenus avec des dépôts sur les bords de la lame, bords qui sont toujours formés par des gradins équidistants; 2° ceux qui sont analogues à celui de la figure 3, où l'orientation est assez prononcée. Quelques expériences ont décelé une orientation presque rigoureuse.

Dans les mêmes conditions, un dépôt de microcristaux sur un support amorphe (collodion) fournit un diagramme (*fig.* 4) sur lequel on décèle une orientation des plans (001) parallèlement au support, avec azimuths disposés absolument au hasard.

En vue de mettre en évidence une éventuelle influence de la constante diélectrique du liquide dispersant, nous avons étudié une suspension de

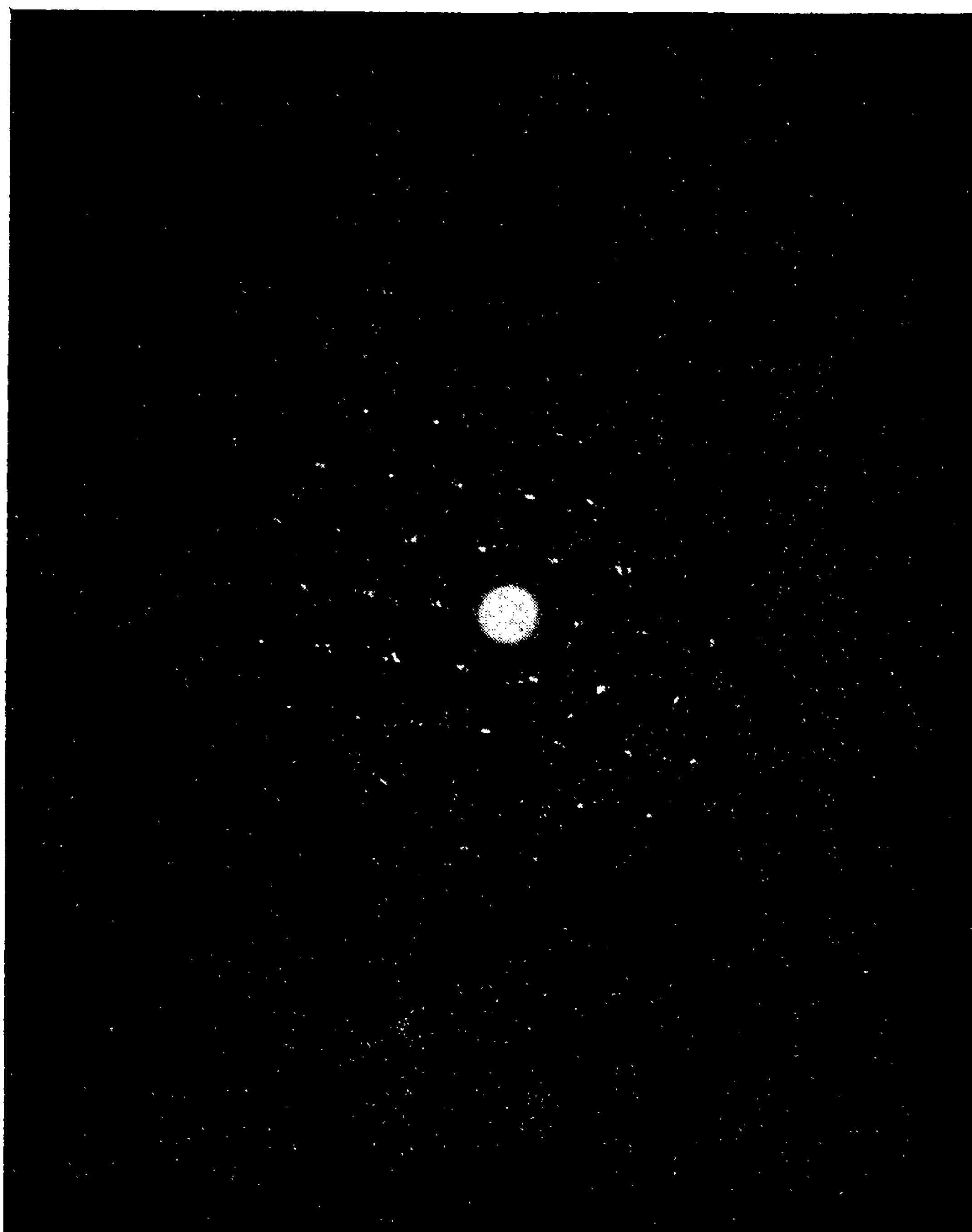


Fig. 6.

poudre de mica dans le benzène. La structure obtenue (*fig.* 5) est très semblable à celle du dépôt sur support amorphe dans l'eau; toutefois l'adhérence du dépôt sur le mica est faible dans ce cas.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

GÉOLOGIE. — *Les formations du socle de la Sainte-Baume révélées par un sondage près de Mazaugues (Var).* Note de MM. **Georges Corroy** et **Claude Gouvernet**, présentée par M. Paul Fallot.

Dans sa partie orientale, le pli de la Sainte-Baume présente un noyau triasique et infraliasique décroché plusieurs fois sur une dizaine de kilomètres de longueur Ouest-Est. Ces terrains et ceux du Jurassique qui

les surmontent, chevauchent le Santonien sans interposition du flanc inverse du pli. Entre les Glacières de Fontfrège et Mazaugues, on observe une flèche maxima de 2 km.

L'un de nous (G. C.), en 1939, a interprété ces différentes dislocations comme des accidents épidermiques peu importants, face à la tectonique générale du massif, commandée par le Trias, avec des mouvements propres, et présentant « une région autochtone surélevée » ([1]).

Or, un sondage foré au contact même du décollement de Mazaugues avec des écailles jurassiques sur le flanc méridional du pli, vient de révéler la présence du socle à 800 m Sud du Santonien, apparaissant en fenêtre au sein des écailles précitées. C'est le sondage de la Taoule (feuille de Cuers n° 2 au 1/20 000e. Coordonnées Lambert : $x = 886{,}90$; $y = 120{,}75$), cote 697.

La petite plaine de ce nom, bordée d'Infralias, ne fait apparaître en surface aucun élément triasique. Mais, sous les alluvions, les cargneules du Keuper ont été rapidement traversées.

La coupe générale se poursuit ainsi, jusqu'à la cote 312 :

Keuper : dolomies, marnes irisées et gypse (26 m). *Lettenkohle* : calcaires dolomitiques, massifs ou bréchoïdes, avec marnes noires (24 m). *Muschelkalk* : calcaires compacts, dolomitiques ou marneux (114,50 m). *Wellenkalk* : calcaires marneux, gypseux et ligniteux (48,50 m). *Werfénien* : grès roses, grossiers ou fins, marnes sableuses et conglomérat de base (125 m). *Permien* : grès durs lie-de-vin et calcaires gréseux (36,50 m). *Stéphanien* : grès, psammites, marnes charbonneuses et arkoses (10,50 m).

Le sondage a été arrêté dans ces arkoses, analogues à celles du Bassin du Reyran, à la profondeur de 385 m. Il est vraisemblable de penser que, rapidement, les séries métamorphiques des Maures auraient été rencontrées sous cet ensemble. Le seul contact anormal est à signaler à la base du Muschelkalk sur les marnes gypseuses du Wellenkalk.

La cote 359, à laquelle ont été recoupées les formations permiennes, montre ici la position très surélevée du socle paléozoïque.

Si nous comparons cette disposition avec celle de la région toulonnaise, nous remarquerons que, sous les terrains du flanc méridional de la Sainte-Baume, se localise un dôme, homologue de ceux de Toulon, de la Seyne et des Playes. Or, l'un de nous (C. G.) a montré ([2]) que ces derniers, surélevés par une poussée de fond, se sont érigés en butoir. Contre ces massifs paléozoïques, les terrains de couverture ont été plissés par suite du déplacement *vers le Sud* de la lourde masse du Bassin du Beausset.

Sous l'architecture de la Sainte-Baume, le dispositif est semblable; son rôle dans l'orogenèse locale doit être aussi primordial qu'à Toulon.

Le Paléozoïque de la Taoule appartient vraisemblablement à une écaille para-autochtone, du type de celles mises en évidence plus au Sud. Cette

écaille a soulevé le compartiment jurassique tabulaire d'Agnis; sur son front méridional, la couverture comprimée s'est plissée énergiquement, avec éjection du Trias de Méounes; et sur la partie septentrionale de l'écaille, reposent le Jurassique et le Crétacé de Mazaugues. Ces terrains, portés par le Paléozoïque sous-jacent, se sont alors enfouis sous le Trias et le Jurassique d'Agnis, lesquels, selon le mécanisme du chevauchement du Télégraphe et du Beausset (3) ont cheminé passivement vers le Nord en s'écaillant.

(1) G. Corroy, *Bull. Carte géol. Fr.*, n° 201, 41, 1939.

(2) C. Gouvernet, *Structure de la région toulonnaise* (*Thèse de Doctorat*, Paris, 1er avril 1955).

(3) C. Gouvernet, *Travaux du Lab. Géologie Fac. Sc.*, Marseille, 5, 1956, p. 75-83.

GÉOLOGIE. — *Succession et âge probable des formations volcaniques du Tibesti (Sahara du Tchad, A. E. F.).* Note de MM. **Bernard Gèze, Henri Hudeley, Pierre Vincent** et **Philippe Wacrenier**, présentée par M. Paul Fallot.

Succession d'une série noire inférieure (basalto-andésitique), d'une série blanche moyenne complexe (trachytes, andésites, rhyolites) et d'une série noire supérieure (plusieurs phases basaltiques). Ages probables s'échelonnant du Paléogène à l'époque actuelle.

Dans sa reconnaissance volcanologique du Tibesti, Dalloni (1) avait distingué une série noire inférieure (basalto-andésitique), une série blanche moyenne (rhyolitique et trachytique), enfin une série noire supérieure (basaltique), toutes étant probablement, selon lui, d'âge quaternaire.

D'après nos observations (2), le schéma général de la succession des formations volcaniques reste valable, bien que de nombreuses retouches de détail soient devenues nécessaires.

La série noire inférieure n'a pas été observée partout. Mieux qu'ailleurs, elle semble représentée dans le Tibesti central et nord-oriental, mais nulle part nous n'avons reconnu d'appareil qui puisse être mis en rapport certain avec elle; aussi, son origine fissurale paraît-elle des plus probables.

La série blanche constitue l'essentiel de tous les grands édifices étudiés. Très homogène et puissante dans l'Ouest (Pré-Toussidé) et l'Est (Koussi), elle comporte par contre des niveaux noirs intercalaires dans le centre (Tarso Voon, Tarso Toon, Tarso Yéga) et le Nord-Est (Ehi Chi). Les caractères de cette série noire intermédiaire sont les mêmes que ceux de la série noire inférieure. On peut donc considérer que les émissions de la série blanche inférieure (laves et ignimbrites trachytiques dominantes) se seraient produites avant la fin des épanchements basalto-andésitiques

inférieurs. Le volcanisme rhyolitique (intrusions, coulées et ignimbrites) serait par contre toujours postérieur et constituerait ainsi une série blanche supérieure.

La série noire supérieure doit être subdivisée, en fonction des dispositions topographiques qui prouvent des phases successives, en basaltes des plateaux, basaltes des pentes et des vallées anciennes, basaltes des vallées récentes. Pour la phase des plateaux, certaines confusions demeurent possibles avec la série noire intermédiaire, lorsque manquent les intrusions, coulées ou tufs rhyolitiques. Pour les petits puys basaltiques jalonnant le bord des grandes caldeiras ou disséminés sur les plateaux et les pentes, il est également quelquefois difficile de garantir l'attribution à l'une ou l'autre des phases. Le raisonnement basé sur la conservation de leur forme ou le degré d'altération de leurs produits demeure assez subjectif. Enfin, toutes les laves noires rattachées à la série supérieure ne sont pas nécessairement des basaltes. Rappelons le cas du Toussidé, volcan subactuel, où ont été observés pantellérites, dacitoïdes, latites et doréites, donc des roches qui, malgré leur faciès sombre, appartiennent en réalité aux mêmes groupes que les rhyolites ou les trachytes.

En ce qui concerne l'âge des éruptions, nous ne pouvons pas conserver l'idée de Dalloni. Le Toussidé, les puys de surface des Tarsos, les coulées des vallées et une partie de celles des pentes, la plupart des caldeiras semblent appartenir seuls à un volcanisme quaternaire; par contre, la masse des basaltes inférieurs, des trachytes et rhyolites et certains basaltes des plateaux sont franchement indépendants des réseaux hydrographiques actuels et largement suspendus à des hauteurs dépassant parfois le millier de mètres.

Les terrasses ou niveaux lacustres interstratifiés dans ces coulées volcaniques anciennes n'ont fourni, jusqu'à maintenant, aucun fossile significatif permettant de les dater avec quelque certitude. Les arguments indirects auxquels il paraît logique de faire alors appel sont les suivants :

a. Les terrains les plus récents du substratum anté-volcanique sont constitués par les grès de Nubie (sens strict). Le Lutétien de Libye reposant à l'extrême Nord du Tibesti sur les grès de Nubie faillés, sans être affecté lui-même par les failles, la tectonique est donc post-crétacée et anté-lutétienne. Le volcanisme fissural de la série noire inférieure pourrait avoir débuté à l'occasion du jeu, ou du rejeu, des grandes failles caractérisant cette tectonique, donc pendant le Crétacé terminal et l'Éocène inférieur, ainsi que le fait est prouvé dans d'autres régions du socle africain (Cameroun, Angola, Afrique orientale, Abyssinie, Yémen).

b. La phase d'érosion majeure, qui a modelé les grands traits du relief actuel et qui est postérieure aux séries noire inférieure et blanche moyenne, ainsi qu'aux basaltes des plateaux, est également postérieure au « Conti-

nental terminal ». Elle doit correspondre sensiblement à la limite entre Tertiaire et Quaternaire.

Grâce à ces coupures majeures et grâce aux phases d'érosion secondaires que nous avons reconnues, nous pouvons proposer, à titre d'hypothèse vraisemblable, la succession des phénomènes suivante :

Paléogène ? — Série noire inférieure, basalto-andésitique, d'origine probablement fissurale : Tarsos Abeki, Tamertiou, Oudingueur, Enneris Yeski, Yebbigué (Toon), Lellebi (Yega), Tarsos Ourari et Tieroko, versant Nord-Ouest de l'Ehi Chi.

Miocène inférieur ? — Série blanche inférieure, essentiellement trachytique, avec trachy-andésites, trachy-phonolites et quelques rhyolites, intrusions, éruptions et émission des ignimbrites anciennes : Pré-Toussidé, Sosso, Timi, Tamertiou, Abeki, Botoum, Voon, Toon, Yéga, Ourari, Ehi Chi, Kozen, Koussi; ponces, lapillis et diatomites d'Ouanofou et de l'Enneri Mousgou (Voon).

Miocène moyen ? — Série noire intermédiaire, basalto-andésitique : Voon, Toon, Yéga, Ehi Chi et Tchohonato.

Miocène supérieur ? — Série blanche supérieure, essentiellement rhyolitique, avec quelques trachytes et phonolites, intrusions, coulées et émission principale des ignimbrites : Pré-Toussidé et volcans voisins, Voon, Toon, Yéga, Ourari, Gozyidi, Chididemi, Aozi, Kegueur Tedi, Ehi Chi, en liaison avec l'affaissement majeur des caldeiras du T. Yéga, du Toon et peut-être partiellement des autres.

Pliocène ? — Série noire supérieure (première phase), du basalte des plateaux avec quelques andésites : Abeki, Tamertiou, Ourari, Ehi Chi, Godoon, peut-être Yéga et Toon ainsi qu'une partie des pentes du Koussi.

Quaternaire ancien ? — Affaissement majeur des caldeiras du Pré-Toussidé, du Voon et du Koussi externe, suivi par les éruptions basaltiques des puys et les coulées des pentes et vallées anciennes autour de ces caldeiras; soulèvement de Soborom; coulées des vallées anciennes de l'Ourari et du Yébigué.

Quaternaire moyen ? — Puys basaltiques de la surface du Tarso Toussidé et des Tarsos du Nord-Est (Tuchussou); suite des grandes coulées des pentes et des vallées anciennes du Tôh (Ede Wour), du Mohi, de l'extérieur du Koussi; affaissement de la caldeira interne du Koussi suivi par l'éruption des puys basaltiques qui la jalonnent.

Quaternaire assez récent. — Explosions du Trou au Natron et du Petit Trou du Toussidé, de l'Era Kohor et des autres Trous du Koussi; projection des cinérites à blocs autour de ces cratères d'explosion; ignimbrites récentes du Tibesti occidental, central et oriental.

Quaternaire très récent. — Éruption du Toussidé proprement dit et des

puys du fond du Trou au Natron; dépôt de diatomites et de Trona du Toussidé et du Koussi.

Période actuelle. — Fumerolles du Toussidé ($\leqq 60°$); fumerolles, volcans de boue et sources thermales de Soborom ($\leqq 100°$); source thermale de Yi Yerra (38°).

(1) *Mission au Tibesti* (*Mém. Acad. Sc.*, 61, 1934).
(2) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1815, 1938 et 2064.

GÉOLOGIE. — *Présence de wolfram à Coat-an-Noz, près de Belle-Isle-en-Terre* (*Côtes-du-Nord*). Note (*) de M. **Louis Chauris**, présentée par M. Pierre Pruvost.

En 1910, A. Lacroix (1) rappelait que Sage (2) avait signalé, en 1794, la présence de wolfram à « Caëtanos », en Bretagne; n'ayant pu recueillir aucune précision sur la position de cette localité, il suggérait qu'il serait intéressant de faire des recherches à Coat-an-Noz, à quelques 3 km au Sud de Belle-Isle-en-Terre (Côtes-du-Nord). Cette région est connue pour ses filons plombifères qui firent l'objet d'une tentative d'exploitation au XVIII[e] siècle. En 1922, F. Kerforne (3), récapitulant les indices à Sn, W, Mo et Bi du Massif armoricain, pensait qu'il pouvait être question, soit de Castenouët, près de Merdrignac (Côtes-du-Nord), soit aussi de Coat-an-Noz.

En septembre 1957, j'ai observé la présence de wolfram en place, à quelques centaines de mètres des anciennes forges de Coat-an-Noz, sur la rive gauche du ruisseau de même nom, à proximité d'un étang de barrage. Il s'agit d'un filon quartzeux, essentiellement wolframo-cuprifère, sur lequel s'ouvre une ancienne galerie connue sous le nom de Toul al Lutun. Ce gîte est bien différent du faisceau plombifère reconnu autrefois. En effet, d'après de Fourcy (4), le filon plombifère principal, situé sur la rive gauche du ruisseau, est dirigé Est-Nord-Est-Ouest-Sud-Ouest avec pendage de 45° Sud-Est. Des travaux de recherches avaient décelé sur la rive droite deux autres filons, dirigés à peu près comme le filon principal : un filon cuprifère et un filon plombifère. On reconnaît encore non loin de Toul al Lutun, mais sur la rive droite, une dépression qui correspondrait à l'entrée des travaux.

Au contraire, le filon à wolfram de Toul al Lutun est dirigé Ouest-Nord-Ouest-Est-Sud-Est, avec pendage subvertical Nord-Nord-Est. Il est encaissé dans la bande de gneiss à biotite de Locquenvel, dirigée Est-Ouest, avec pendage Nord. Aux épontes, le gneiss est laminé sur quelques millimètres. Le filon est puissant de 6 cm environ à l'entrée de la galerie. Le remplissage est essentiellement quartzeux : quartz gras, de type stannifère classique, contenant localement de grandes plages

d'orthose hypidiomorphe. Un liséré de muscovite implantée « en peigne » souligne souvent l'éponte. La chlorite est fréquente, surtout dans les plages minéralisées.

En groupant les résultats de l'examen macroscopique avec les observations en lumière transmise et réfléchie, on identifie les constituants suivants :

Le *wolfram*, abondant, se présente en lames divergentes, automorphes dans le quartz, atteignant 5 cm.

La *molybdénite*, plutôt rare, forme des lamelles parfois groupées en bouquet, englobées en plein quartz et ne dépassant pas 1 mm. Aucun rapport marginal avec les autres constituants de la minéralisation n'est observable.

La *pyrite* et le *mispickel* sont fréquents, offrant des cristaux souvent automorphes, parfois « posés » sur le wolfram. Les plages atteignent plusieurs millimètres. Les deux sulfures paraissent souvent brisés dans le quartz. Pyrite et *chlorite* semblent avoir remplacé par place des lames entières de wolfram.

La *scheelite* est abondante, en plages atteignant le centimètre. Trois faciès sont à distinguer :

a. Cristaux nets, noyés dans le quartz ou libres dans des géodes de celui-ci;

b. Scheelite cristallisée plus finement, souvent corrodée par le quartz et associée à la pyrite et la chlorite;

c. Scheelite d'épigénie du wolfram : certaines lames sont interrompues par de grandes plages de scheelite, respectant absolument le contour primitif du wolfram. Elle est associée à de la chalcopyrite qui la borde.

La *ferbérite* est en petits cristaux nets, lancéolés, localisés dans la scheelite suivant des fissures de celle-ci. La scheelite est souvent complètement épigénisée (« *reinite* »).

La *chalcopyrite* est fréquente, en plages atteignant 1 cm, et moulant souvent le quartz; quelques « *étoiles* » *de blende* y sont visibles. La chalcopyrite est souvent associée au wolfram qu'elle remplace suivant ses clivages, concurremment avec la scheelite.

La *blende* est peu abondante. Outre l'aspect en « étoile », elle présente, dans la chalcopyrite ou dans le quartz, des plages atteignant 1/5ᵉ de millimètre, riches en inclusions alignées de chalcopyrite. Il s'agit d'une blende noire, très ferrifère.

En association avec les plages de quartz-scheelite-pyrite-chlorite, il existe des agrégats sans contours nets, de petits cristaux feldspathiques.

Cet ensemble est affecté par une cémentation discrète : la chalcopyrite

est souvent remplacée le long de ses bordures ou de ses fissures par de la *covellite*, avec chalcosite et bornite très rares.

Le filon de Toul al Lutun constitue un type de « transition » : départ peut-être *pegmatitique* (orthose en grandes plages), paragénèse *pneumatolytique* (muscovite, wolfram, molybdénite), puis dégénérescence hydrothermale à caractère *catathermal* : pyrite, mispickel, chalcopyrite et blende (toutes deux de haute température). La transition est soulignée par l'apparition du couple scheelite-chlorite.

L'indice de Toul al Lutun est vraisemblablement en relation avec une des culminations du batholite granulitique de Guerlesquin, inclus lui-même dans le massif granitique de Plouaret. Cet indice n'est probablement pas unique.

Si l'on tente de classer les types de minéralisations identifiées jusqu'à ce jour dans le massif de Plouaret ou sur ses bordures, on peut distinguer :

a. Le filon *wolframifère* Ouest-Nord-Ouest-Est-Sud-Est, de Toul al Lutun, certainement précoce;

b. Le filon quartzeux à *mispickel* et *pyrite*, vertical, dirigé Est-Ouest, de Traou-Ru en Buhluien. A citer également un filon subhorizontal à mispickel, observable dans une carrière à Kerhuel en Loguivy-Pougras;

c. Le filon à *pechblende* de Traou-Ru, dirigé N 20° E, *recoupant* le filon à mispickel cité plus haut;

d. Les grands filons tardifs de *silice rouge*, avec quartz enfumé et améthyste, et souvent minéraux à uranium hexavalent. Leur direction oscille généralement de 30° autour de Nord-Sud;

e. Les filons *plombifères* de type mésothermal, difficiles encore à classer dans cette séquence.

L'indice de Toul al Lutun constitue, à notre connaissance, le deuxième gisement de tungstène des Côtes-du-Nord; A. Lacroix [5] avait signalé, en 1908, la présence de scheelite, en partie épigénisée par de la ferbérite, dans une pegmatite à Dinan.

(*) Séance du 4 décembre 1957.
[1] *Minéralogie de la France et de ses Colonies*, Paris, 4, 1910, p. 291.
[2] *Journal des Mines*, 1, An III, 1794, p. 83.
[3] *Bull. Soc. Géol. Min. Bretagne*, 3, 1922, p. 338.
[4] *Carte géologique des Côtes-du-Nord*, Paris, De Fain et Thunot, 1844, p. 77.
[5] *Bull. Soc. Fr. Min.*, 31, 1908, p. 349.

(*Laboratoire de Minéralogie de l'Institut Catholique de Paris.*)

GÉOLOGIE. — *Sur la présence de manifestations hydrothermales dans l'Aptien des Corbières sud-orientales.* Note de M. **Louis Barrabé**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Des filons et des filons-couches de quartz blanc et de calcite brune se rencontrent dans les marnes aptiennes des Corbières sud-orientales, suivant un anticlinal qui borde au nord le synclinal de l'Agly. Ces manifestations hydrothermales sont localisées sur le bord nord de la zone mézosoïque métamorphique du synclinal de l'Agly, et sont vraisemblablement contemporaines de ce métamorphisme.

La série aptienne du Massif de Périllos et de ses abords, dans les Corbières sud-orientales, comporte essentiellement : un complexe calcaire inférieur à faciès urgonien et où dominent des calcaires clairs, blancs ou crèmes, à *Toucasia carinata* peu abondants, un complexe marno-calcaire moyen à riche faune bédoulienne, un complexe calcaire supérieur riche en *Toucasia carinata*, présentant encore un faciès urgonien, mais de teinte généralement plus sombre que celle des calcaires de base.

L'ensemble est surmonté par une formation gréso-calcaire et marno-calcaire à faune gargasienne et où les marnes jouent un rôle prédominant vers le Sud, c'est-à-dire vers la plaine du Roussillon.

Dans les collines qui bordent cette plaine au Nord, suivant une zone rectiligne étroite orientée approximativement Sud-Ouest-Nord-Est et s'étendant sur 4,5 km environ de longueur, entre le Roboul et le Nord-Ouest de Salses, j'ai observé en plusieurs points des filons-couches de quartz blanc et de calcite ocre interstratifiés dans les marnes moyennes de l'Aptien qui présentent généralement un faciès plus schisteux que dans les régions plus septentrionales des Corbières, ainsi qu'une couleur souvent mauve ou violacée.

A l'Est de Roboul, entre le Mas Pachot et Mas Wespeille, près du Mas de la Chique, à la faveur d'un brachyanticlinal à axe de calcaires urgo-aptiens inférieurs, les marnes moyennes roses, blanchâtres ou grises affleurent largement suivant une dépression sub-circulaire encadrée par les calcaires aptien supérieur. Le sommet des calcaires inférieurs du flanc Sud du brachyanticlinal est injecté de quartz et de calcite constituant un réseau irrégulier de filons (de 0,01 à 0,30 m de puissance). Le remplissage filonien est tantôt du quartz laiteux presque pur, tantôt de la calcite ferrifère brune, tantôt, le plus souvent, une association de ces deux minéraux. La surface supérieure du calcaire au contact du toit marneux est recouverte souvent d'une croûte de limonite bréchiforme. Quelques filons-couches de quartz et de calcite s'observent aussi localement dans les marnes moyennes. Enfin des cristaux cubiques de pyrite, épigénisés en

limonite et pouvant atteindre plus de 1 cm de côté, abondent à la base de ces marnes.

A 2 500 m environ au Nord-Est du brachyanticlinal du Mas de la Chique et dans son prolongement, au Mas Carrère, un nouveau brachyanticlinal, fortement entamé par l'érosion, ramène au jour les calcaires inférieurs et les marnes. Des filons-couches de quartz blanc et de calcite brune pouvant atteindre 0,30 m de puissance et plusieurs dizaines de mètres de longueur s'interstratifient dans la partie supérieure des marnes moyennes entre des bancs de calcaires marneux à Huîtres (*Ostrea boussingaulti*), au Nord-Ouest du Mas Carrère. Approximativement au même niveau, à 150 m environ au Sud-Ouest des affleurements précédents, des filons couches de quartz et de calcite réapparaissent sur le versant occidental de la tête du même ravin dont le thalweg est encombré de nombreux blocs de quartz jusqu'en aval de Mas Carrère.

L'anticlinal de Mas Carrère se poursuit vers le Nord-Est jusqu'à Mas de la Bresse où il subit un ennoyage local entraînant la disparition des calcaires inférieurs qui reparaissent un peu plus loin et constituent un vaste éperon entre la combe de Janicot au Nord et la Combe française au Sud.

A 700 m à l'Est de Mas de la Bresse, au voisinage de la tête de la Combe française, près du coude aigu du chemin qui relie le Mas des Clots au Mas de la Bresse, j'ai observé à nouveau des filons-couches de quartz et de calcite formant deux faisceaux parallèles s'étendant sur une centaine de mètres de longueur, l'un à la base et l'autre dans la partie supérieure de la série marneuse bédoulienne. Ces filons-couches ont parfois une disposition nettement lenticulaire et peuvent atteindre jusqu'à 0,40 m de puissance. Les calcaires urgo-aptiens inférieurs sont localement recouverts d'une croûte de limonite et quelques filons de quartz-calcite s'y ramifient, tandis que des cristaux cubiques de pyrite épigénisée en limonite se rencontrent à la base des marnes.

Par contre je n'ai pas observé de minéralisations analogues dans les marnes bédouliennes de la Combe de Janicot au Nord, ni dans la Combe française à l'Est.

Toutes ces minéralisations, alignées suivant une direction presque rectiligne Sud-Ouest-Nord-Est, correspondant approximativement à une zone anticlinale qui borde, au Nord, le synclinal de l'Agly ou de Cases-de-Pènes, sont indiscutablement d'origine hydrothermale. Les quartz laiteux des filons présentant de très nombreuses inclusions liquides à libelle gazeux et leur écrasement, sous le microscope muni du dispositif imaginé par M. Deicha, permet de mettre en évidence un très abondant dégagement gazeux qui témoigne de l'existence de très fortes pressions dans les inclusions. C'est donc à de grandes profondeurs, sous une épaisse

couverture sédimentaire que ces filons de quartz et de calcite se sont constitués. La calcite brune ne contenant qu'une faible proportion de fer et de magnésium n'est pas de l'ankérite comme son aspect pourrait le faire penser.

L'âge de ces filons hydrothermaux est impossible à préciser faute de repère stratigraphique postérieur à leur mise en place autre que le Pliocène; cependant les observations précédentes permettent d'affirmer que l'épaisseur des sédiments qui surmontaient alors l'Aptien atteignait au minimum plusieurs centaines de mètres et vraisemblablement la puissante série albienne (plus de 1000 m) qui subsiste dans le synclinal de l'Agly recouvrait alors le Gargasien de l'anticlinal Mas de la Chique-Mas Carrère-Mas de la Bresse.

C'est seulement à l'époque de la phase orogénique antécénomanienne qui a entraîné l'émersion et l'érosion de cette région Nord-pyrénéenne, que ces conditions ont été vraisemblablement remplies.

C'est aussi le même âge qu'il faut attribuer au métamorphisme régional qui affecte le remplissage mésozoïque anté-cénomanien du synclinal de l'Agly, comme celui du sillon Nord-pyrénéen, au voisinage de la zone primaire axiale principalement, sur presque toute la longueur des Pyrénées. Or il est remarquable que les manifestations hydrothermales décrites précédemment jalonnent assez exactement la limite septentrionale de la zone mésozoïque métamorphisée qui s'étend vers l'Est au-delà du méridien de Salse, presque jusqu'à la mer. Il semble donc logique d'attribuer une cause génétique comparable, sinon commune, aux deux phénomènes.

La présence de plusieurs intrusions d'épidiorites à hornblende brune dans l'Aptien du massif de Périllos et de syénites néphéliniques (Plâtrière de Fitou et Fitou) à la base du Lias, à une distance n'excédant pas parfois 4 km, au Nord de l'anticlinal Mas de la Chique-Mas de la Bresse pourrait, d'autre part, suggérer l'idée d'une relation génétique entre ces manifestations subvolcaniques post-tectoniques, qui doivent être rapportées au Cénomanien et la mise en place des filons hydrothermaux. Il faut toutefois remarquer que les épidiorites à hornblende brune des Pyrénées sont des roches relativement basiques, souvent à feldspathoïdes initialement, et ne donnant naissance qu'à des auréoles de métamorphisme peu puissantes (de l'ordre du mètre) au contact de leurs appareils intrusifs. Les filons hydrothermaux à quartz et calcite ne sauraient donc appartenir à de telles auréoles, mais pourraient seulement provenir de manifestations fumerolliennes contemporaines de la mise en place des roches à hornblende brune et des ankaramites qui se sont épanchées dans les Petites Pyrénées à la même époque.

Enfin un âge plus récent encore, contemporain de la phase orogénique majeure éocène moyen ou supérieur des Pyrénées, pourrait être envisagé

pour les filons hydrothermaux décrits, mais aucun argument sérieux ne peut être donné en faveur de cette dernière hypothèse.

(*Laboratoire de Géologie appliquée de la Sorbonne.*)

GÉOLOGIE. — *Les métamorphismes superposés des Massifs Centraux Alpins.* Note de M. **Pierre Bellair**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Les schistes cristallins des massifs centraux ont été affectés par au moins deux rétromorphoses successives. L'une affecte les granites protoginiques (granite du Pelvoux) et les roches volcaniques triasiques : elle est donc post-triasique. Elle reste localisée et épargne certaines aires. L'autre est antérieure à ces formations et est beaucoup plus générale. On peut *provisoirement* la considérer comme hercynienne ancienne.

Les auteurs ont généralement considéré que le rétrométamorphisme, essentiellement d'origine dynamique (séricitisation, chloritisation), des granites du type *protogine*, caractéristiques des massifs centraux alpins (Aar-Gothard, Mont Blanc, massifs dauphinois), était d'âge alpin. Sans que cela ait jamais été nettement explicité, cette façon de voir est liée à l'âge supposé tardihercynien (allobrogien) de ces granites injectés. Leur mise en place tardive interdit évidemment de penser que la rétromorphose qui les affecte puisse être hercynienne.

Par assimilation, le rétrométamorphisme, souvent moins net, des schistes cristallins (surtout développés dans les massifs externes delphino-savoyards et les Aiguilles Rouges) a généralement été considéré comme également alpin.

L'âge de cette dernière rétromorphose n'est donc établi par aucun argument direct, mais seulement par la probabilité d'une seule et même phase de métamorphisme dynamique pour les granites et les gneiss et micaschistes encaissants. Or, on sait, depuis les travaux de P. Termier, que les schistes cristallins sont antérieurs aux granites du Pelvoux et du Mont Blanc et une Note récente ([1]) de MM. Pangaud, Lameyre et Michel précise que les gneiss et granites du Grand Paradis, en zone pennique il est vrai, sont calédoniens. Le métamorphisme reverse des schistes cristallins pourrait donc être, sinon totalement, du moins partiellement, hercynien. L'étude de la bordure Ouest du massif de Chaillol permet de montrer la réalité d'un tel fait : entre Molines et Saint-Jacques-en-Valgaudemar, le massif ancien est bordé de couches basaltiques triasiques (mélaphyres des auteurs). Or le massif ancien est là constitué de micaschistes, amphibolites et cipolins à *grenats*, ces derniers minéraux étant partiellement et parfois quasi totalement transformés en chlorite. La transformation est d'intensité variable, particulièrement forte au voisinage

des zones mylonitiques alpines, mais elle est toujours sensible. Par contre, les mélaphyres, pourtant situés à la limite socle-couverture, et par là même voués aux actions tectoniques alpines, ne montrent pas un phénomène *généralisé* d'altération : les pyroxènes restent souvent intacts, ou transformés par l'action banale des eaux de circulation. Du fait qu'il s'agit de deux formations au contact immédiat, la différence de comportement local implique que le rétrométamorphisme généralisé des schistes du socle est, en ce point, plus ancien que le Trias.

On est donc amené à voir là deux phases distinctes dans le rétrométamorphisme des Massifs Centraux Alpins :

A. Une phase *probablement* hercynienne, en tous cas antétriasique, responsable d'une chloritisation générale : c'est elle qui donne aux gneiss et micaschistes des Massifs Centraux Alpins leur aspect atypique si particulier, très différent des roches classiques de collection; c'est elle qui donne aux édifices sommitaux en granite ancien des Pics-sans-Nom leur aspect délabré, au-dessus d'un soubassement en granite du Pelvoux beaucoup plus sain. Il s'agit là d'une forme très particulière de métamorphisme général qu'on peut appeler *métamorphisme d'ectinisation.* Le fait n'est pas contradictoire à la notion d'absence d'épizone de métamorphisme en Oisans que j'ai naguère soutenue : les roches à chlorite des massifs dauphinois sont de *fausses ectinites* et l'absence de séries comparables à celles des Highlands ou du Massif Central français (entre autres, la pauvreté en silicates d'alumine anhydres) est due aux transformations ultérieures. Le métamorphisme originel des couches actuellement ectinisées était *meso* ou *cata*, avec probablement une succession du type de celle des Highlands (biotite-grenats-silicates d'alumine) : on en devine encore la trame. Notons que cette ectinisation surajoutée est moins sensible dans les faciès calciques (amphiboles et gneiss amphiboliques); mais comme ces derniers sont massés à l'Ouest, il est probable qu'il faut attribuer ce caractère à la fois à la position géographique et à la nature du matériel.

B. Une phase certainement alpine de rétrométamorphisme variable et localisé particulièrement au voisinage des cassures tectoniques : mylonitisation, chlorite « fluidale ». Cette deuxième phase affecte le granite du Pelvoux : suffisante pour transformer en chlorite la majeure partie des biotites des protogines, elle a toutefois laissé des zones étendues où les micas sont parfaitement sains. Elle est beaucoup mieux marquée dans les massifs internes (Mont Blanc, Haut Massif dauphinois) que dans les massifs occidentaux (Rochail, Grandes Rousses).

Il est naturellement impossible de démêler dans bien des cas ce qui revient à l'une ou à l'autre phase, dans les schistes cristallins qui ont subi les deux. Pourtant, on peut observer des modalités diverses :

En Oisans, le lambeau gneissique du Plaret, au voisinage immédiat du granite, montre de la biotite partiellement chloritisée. Mais la biotite elle-même est secondaire, postérieure donc au métamorphisme général. Il est logique de penser qu'elle représente la trace de la phase reverse A, ou une phase pénécontemporaine de la mise en place du granite. La chloritisation est alpine, comme celle du granite voisin.

Dans le massif de Chaillol, vers le centre du massif, la biotite reste également courante, accompagnant les grenats, mais en moyenne nettement moins chloritisée que ces derniers. Le rétrométamorphisme A a dû, ici, atteindre la zone à grenats, plus profonde que la zone à biotite, mais n'a pas transformé sensiblement ce minéral.

En définitive, les Massifs Centraux dauphinois montrent au moins trois métamorphismes superposés, et la considération de cette notion permet d'expliquer bien des particularités ou anomalies des roches cristallines. Il est tentant de considérer le métamorphisme général originel comme calédonien, la deuxième phase (A) comme ségalaunienne, la mise en place des protogines comme allobrogienne, la troisième phase (B) comme alpine. Seul, ce dernier âge est certain; il faudra s'adresser à la géochronologie de radioactivité pour préciser avec certitude l'âge du métamorphisme primitif et celui de la mise en place des protogines. L'âge du premier métamorphisme reverse risque de ne pouvoir jamais qu'être encadré entre ces deux derniers.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 331.

(*Laboratoire de Géologie du S.P.C.N. à la Sorbonne.*)

GÉOLOGIE. — *Sur l'origine de la « Collobriérite » du Massif des Maures (Var).* Note de Mlle **Simone Gueirard**, présentée par M. Pierre Pruvost.

La Collobriérite, connue depuis les descriptions de Gruner et de Coquand, a été décrite avec beaucoup de détails par A. Lacroix (1) à qui elle doit son nom.

« Sa composition minéralogique très remarquable en même temps que fort exceptionnelle » ne peut être comparée qu'à celle de l'Eulysite de Tunaberg (Sudermanland) en Suède qui est vraisemblablement d'origine éruptive. Or, à Collobrières, ainsi que le fait remarquer Lacroix, la Collobriérite n'est en rapport avec aucune formation éruptive. La question de son origine, posée implicitement par cet auteur, mais non résolue, demeure donc entière.

L'étude de cette roche me permet d'apporter les précisions suivantes :

1° *Conditions de gisement.* — La Collobriérite affleure à l'extrémité Est de la bande de micaschistes du « Groupe des Berles » (2), entre les parallèles de Collobrières et de Bormes-les-Mimosas.

Partout où elle est observable, dans le vallon de Vaubarnier comme dans celui de Valcros, on constate que la Collobriérite occupe *une place sensiblement constante* au sein de ces micaschistes.

Les affleurements du vallon de Vaubarnier se suivent en direction Nord-Sud sur 1,500 km environ, depuis la propriété Pascal où ils peuvent être observés en surface, jusqu'au Col des Quatre Chemins où des puits d'exploitation les ont recoupés en profondeur.

Dans le vallon de Valcros, deux lentilles sont visibles, l'une au Jas de Péou, de petite dimension, l'autre au Col de Gringalet (extrémité Est du vallon de ce nom) plus importante, d'une centaine de mètres de longueur.

Le puits de recherches de la propriété Pascal mérite un examen attentif : la Collobriérite constitue une dizaine de couches de 0,50 à 1 m de puissance, séparées par des passées micaschisteuses interstratifiées, riches en grenats, et surtout des lits amphiboliques à grunérite et grenat. Le pendage de 45° est concordant avec celui des micaschistes à l'Ouest, alors qu'à l'Est, la terre végétale masque une faille probable.

Les caractères ci-dessus évoquent une ancienne formation sédimentaire.

2° *Pétrographie.* — Les échantillons de Collobriérite sont susceptibles de prendre des faciès différents suivant la prédominance de l'un ou de l'autre des minéraux constitutifs essentiels suivants : grunérite, fayalite, grenat, magnétite, auxquels s'ajoutent des minéraux accessoires : apatite, zircon, sulfures (pyrrhotine), sidérose.

La *grunérite* est le minéral de beaucoup le plus abondant. La *fayalite* est généralement associée à la grunérite qu'elle enveloppe, mais elle peut inclure la magnétite, le grenat et l'apatite; elle apparaît donc comme un minéral ayant cristallisé tardivement. Le *grenat*, généralement automorphe, contient fréquemment des inclusions de zircon. La *pyrrhotine* est abondante par place, associée à la magnétite, au grenat et à la sidérose, qui en dérive alors par altération.

Enfin, la *magnétite* est très abondante et a cristallisé pendant toute la durée de la formation de la roche. Elle est incluse dans tous les minéraux, et est susceptible de les englober tous. Elle se présente en cristaux squelettiques, en octaèdres, en lits massifs ou à structure granuleuse, de quelques millimètres à plusieurs centimètres de large. Dans les échantillons de ce dernier type, plusieurs lames minces m'ont montré des *structures d'oolithes :* les granules de magnétite de 10 à 15 μ remplissent un espace ovoïde, au niveau duquel les lits de magnétite se divisent comme pour contourner un obstacle; certaines oolithes sont brisées. Dans tous les cas, l'oolithe est pseudomorphosée par un grenat rose-chair.

Par suite, si les conditions de gisement laissaient présumer une origine sédimentaire, la découverte de résidus de structure oolithique permet d'*affirmer que la Collobriérite est un ancien minerai de fer oolithique*, au même titre, par exemple, que le minerai de fer de Diélette (Manche) qui présente parfois des restes de la structure oolithique originelle [3]. La pré-

sence de fayalite et de pyrrhotine reste singulière, car ces deux minéraux sont les constituants habituels des filons hydrothermaux.

(1) A. LACROIX, *Bull. Soc. Min.*, 40, 1917, p. 62-69.

(2) Ces micaschistes appartiennent à la zone des Micaschistes inférieurs. Ils sont très riches en muscovite, polymétamorphiques, rétormorphosés (S. GUEIRARD, *Thèse*, Marseille, 1957).

(3) L. CAYEUX, *Comptes rendus*, 142, 1906, p. 716; L. CAYEUX, *Et. Gîtes minéraux Fr.*, 8, 1909, p. 202-206; A. BIGOT, *Bull. Soc. Linn. de Normandie*, 8e série, 7, 1934, p. 44.

(Laboratoire de Géologie de la Faculté des Sciences de Marseille.)

GÉOLOGIE. — *Le Lias inférieur du Haut Atlas marocain oriental.* Note de M. **RENAUD DU DRESNAY**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Description des affleurements du Lias inférieur (Sinémurien et Lotharingien *pro parte*) du Haut Atlas marocain oriental, à faune d'*Arnioceras*, *Arietites* et Brachiopodes, du type de Sicile ou du Hierlatz : il semble que cette série présente des caractères plus littoraux aux alentours du Tamlelt.

La partie orientale du Haut Atlas marocain est formée par une large boutonnière primaire (plaine du Tamlelt), autour de laquelle affleurent les différents étages de la série jurassique. Au fur et à mesure qu'on s'éloigne de ce socle primaire, vers l'Est ou vers l'Ouest, apparaissent les couches de plus en plus récentes de la série jurassique.

Au-dessus du « Permo-Trias » du type habituel au Maroc, représenté par des argiles roses salifères, des conglomérats avec jaspes rouges, et souvent une intercalation basaltique, débute le Lias inférieur. Il forme, sur le flanc sud de la chaîne, une zone continue s'étendant de Figuig à Bou Anane, bien développée dans le Djebel Grouz, mais présentant une interruption dans la partie méridionale du Tamlelt. Dans la partie centrale de la chaîne, le Lias inférieur constitue l'essentiel de l'anticlinal du Dj. Maïz et la totalité des Dj. Ghals et Tamsahelt et il est également représenté dans la chaîne bordière nord aux environs de Bou-Arfa.

Il est formé de calcaires massifs en bancs épais; les niveaux dolomitiques y sont fréquents et se développent inégalement à travers les bancs calcaires. Certaines régions sont entièrement dolomitiques, plus spécialement de part et d'autre de la chaîne, en particulier dans le Dj. Grouz (aux environs de Figuig et de Tannezzara) et dans la chaîne bordière nord. Quelques niveaux plus marneux sont connus dans le Dj. Grouz. La tectonique de ces affleurements est assez simple.

Le Rhetien est inconnu. L'Hettangien n'est pas démontré de façon certaine : les niveaux à *Wähneroceras* (1) du Dj. el Haïmer, près de Figuig, seraient en réalité, à la suite de nouvelles déterminations, à placer un peu

plus haut. N. Menchikoff ([2]) a décrit, au Nord de Bou-Anane (Beni Yatti) un niveau à *Arnioceras ceratitoïdes* Quenst. et *Ar. mendax* Fuc. Le premier de ces fossiles indique un horizon assez bas au voisinage de l'Hettangien. L'essentiel de cette série est formé de Sinémurien et de Lotharingien; la base en est difficile à préciser, car les faunes y sont rares. Le sommet est stratigraphiquement délimité par l'arrivée d'un horizon rouge à Encrines, avec des *Oxynoticeras* et *Echioceras*, qui ravine cette série et se placerait, suivant les points, à différents niveaux du Lotharingien ou au passage du Lotharingien au Pliensbachien. L'ensemble de cette série sinémuro-lotharingienne peut atteindre, au Dj. Rhals et au Dj. Grouz, 500 m d'épaisseur.

Cette série du Lias inférieur contient des faunes relativement abondantes en certains points. Les céphalopodes, sans être fréquents, ne sont point aussi rares que dans les régions plus occidentales de l'Atlas où F. Daguin ([3]) a signalé, au J. Ayachi, *Euasteroceras* cf. *brooki* Sow., et un *Arnioceras* de la zone à *A. turneri*. Les couches signalées par N. Menchikoff ([2]), à Bou Anane, ont été retrouvées entre le Dj. Zelmou et Aïn Chaïr, mais les céphalopodes sont difficiles à séparer de leur gangue. Plus à l'Est, les calcaires marneux du Dj. Grouz sont parfois assez riches en fragments d'*Arnioceras* (*Ar.* cf. *geometricum* Oppel.).

Dans la partie centrale de la chaîne, certains calcaires renferment parfois de belles faunes siliceuses, contenant *Arnioceras semilævis* Hauer et *Ar. ambiguum* Geyer (déterminés par G. Colo) : ces faunes ont été retrouvées jusqu'à la limite de la feuille d'Anoual, au Sud d'Aïn el Orak.

Sur le flanc nord du Dj. Grouz, un horizon rouge, situé au-dessus des couches précédentes, a livré une faune assez abondante, dans laquelle G. Colo a reconnu : *Euasteroceras plotti* Reynes, *Euast.* gr. *brooki* Sow., *Euast.* gr. *stellaris* Sow., cf. *Pararnioceras alcinoe* Reynes, *Arnioceras* aff. *mendax* Fuc., *Ariet. semilævis* Hauer, *Oxynoticeras* sp., ces fossiles indiquent un horizon assez bas du Lotharingien (zone à *A. obtusus*) : ce niveau rouge marque le début d'un type de sédimentation en calcaires bien lités qui va se développer pendant le Lias moyen.

Le Lias inférieur est beaucoup plus riche en Brachiopodes. E. Roch ([4]) a décrit une faune abondante provenant du Dj. el Haïmer (Figuig) ainsi que des flancs nord du Dj. Grouz et du Dj. Maïz. Les espèces les plus courantes sont *Rh. variabilis* Schl., *Rh. briseis* Gemm., (Dj. Grouz, retrouvée au Dj. Aouija), *Rh. plicatissima* Quenst. Dans les bancs supérieurs du Dj. Maïz, *Ter. sphenoïdalis* Menegh. forme de véritables lumachelles. Les Spiriferines, souvent siliceuses, sont fréquentes (*Sp. walcotti* Sow au Dj. Nati, *Sp. tumida* von Buch au Dj. Bou Rarhaf, Sud du Dj. el Orak, Dj. Maïz, Dj. Grouz, Dj. Ghals, *Sp. hartmanni* Zieten au Dj. Tamsahelt). Ce sont des faunes d'affinités italiennes (Sicile) et alpines (calcaires du Hierlatz).

Il faut également signaler la fréquence des formations calcareuses à

pisolithes, connues depuis Figuig jusqu'à Anoual, au point que ces pisolithes, formant parfois toute la pâte de la roche (calcaires minéralisés de Bou Arfa en particulier) pourraient presque être considérés comme un « faciès caractéristique » du Lias inférieur.

La paléogéographie des mers du Lias inférieur paraît présenter un maximum de profondeur dans la région du Dj. el Haïmer, Dj. Maïz, Dj. Grouz, Dj. Ajouija (ce que E. Roch a dénommé « l'ombilic de Figuig »). Les dolomies, vraisemblablement primaires, se développent sur les zones de bordure du Sud, le long du continent saharien (le Lias inférieur du Dj. Sidi Youssef et du Dj. Melias, ainsi que de certaines parties du Dj. Grouz, est dolomitique) et au Nord (Dj. Bou Mokhta). En approchant du Tamlelt, le Lias inférieur devient récifal (Rosfet er Rjem). Des lignes de récifs se développent également le long du continent saharien (Dj. Zelmou, Bou Anane, Dj. Akhal), et des niveaux de conglomérats apparaissent le long de la bordure sud (Dj. Nati, Dj. Medli). La disparition des niveaux du Lias inférieur est parfois très rapide : les calcaires du Lias inférieur, encore puissants au Dj. Zelmou (400 m), ont pratiquement disparu au milieu des couches rouges 1 km plus au Sud [N. Menchikoff, ([2])]. De même, dans la chaîne bordière nord, où le Lias inférieur minéralisé de Bou Arfa, rapporté précédemment au Trias par P. Russo ([3]), mais comprenant jusqu'au Domérien pour G. Choubert [([5]), p. 3], disparaît vers l'Ouest au sein des arkoses d'Hamarouët pour réapparaître 30 km plus à l'Ouest au Dj. Haouanite.

Ainsi, au Lias inférieur, les mers, profondes dans la région de Figuig, paraissent présenter une certaine instabilité vers le Talmelt, dont il n'est pas sûr qu'il ait été complètement recouvert, et ce fait peut présente une certaine importance pour les recherches d'eau profonde.

([1]) *XIX*e *Congr. géol. intern.*, Alger, 1952, fasc. 21, p. 309-318.
([2]) *Bull. Soc. géol. Fr.*, 1936, p. 131-149.
([3]) *Ibid.*, 1926, p. 89-92.
([4]) *Ibid.*, 1940, p. 65-86.
([5]) Rapport géologique de tournée à Bou-Arfa, *Arch. Serv. géol. Maroc*, Rabat, 1955.

(*Service géologique du Maroc, Rabat.*)

GÉOLOGIE. — *La série stratigraphique du Simandou (Guinée française)*. Note de MM. **Ivan Godfriaux, Maxime Lamotte** et **Gabriel Rougerie**, présentée par M. Pierre Pruvost.

La chaîne du Simandou est constituée par une série d'âge atacorien, dont l'élément le plus caractéristique est un ensemble de quartzites à magnétite et qui constitue une réplique réduite de la série du Nimba.

Le Simandou, situé en Guinée française entre les parallèles 8°15 et 9°

Nord, et le long du méridien 8°45 Ouest, est une longue chaîne linéaire très étroite dont la longueur totale atteint 80 km. Les formations géologiques constituant la montagne correspondent aux « schistes et quartzites redressés » de H. Hubert; en discordance sur le socle dahomeyen, elles ont été attribuées par M. Roques à l'Atacorien [1], [2].

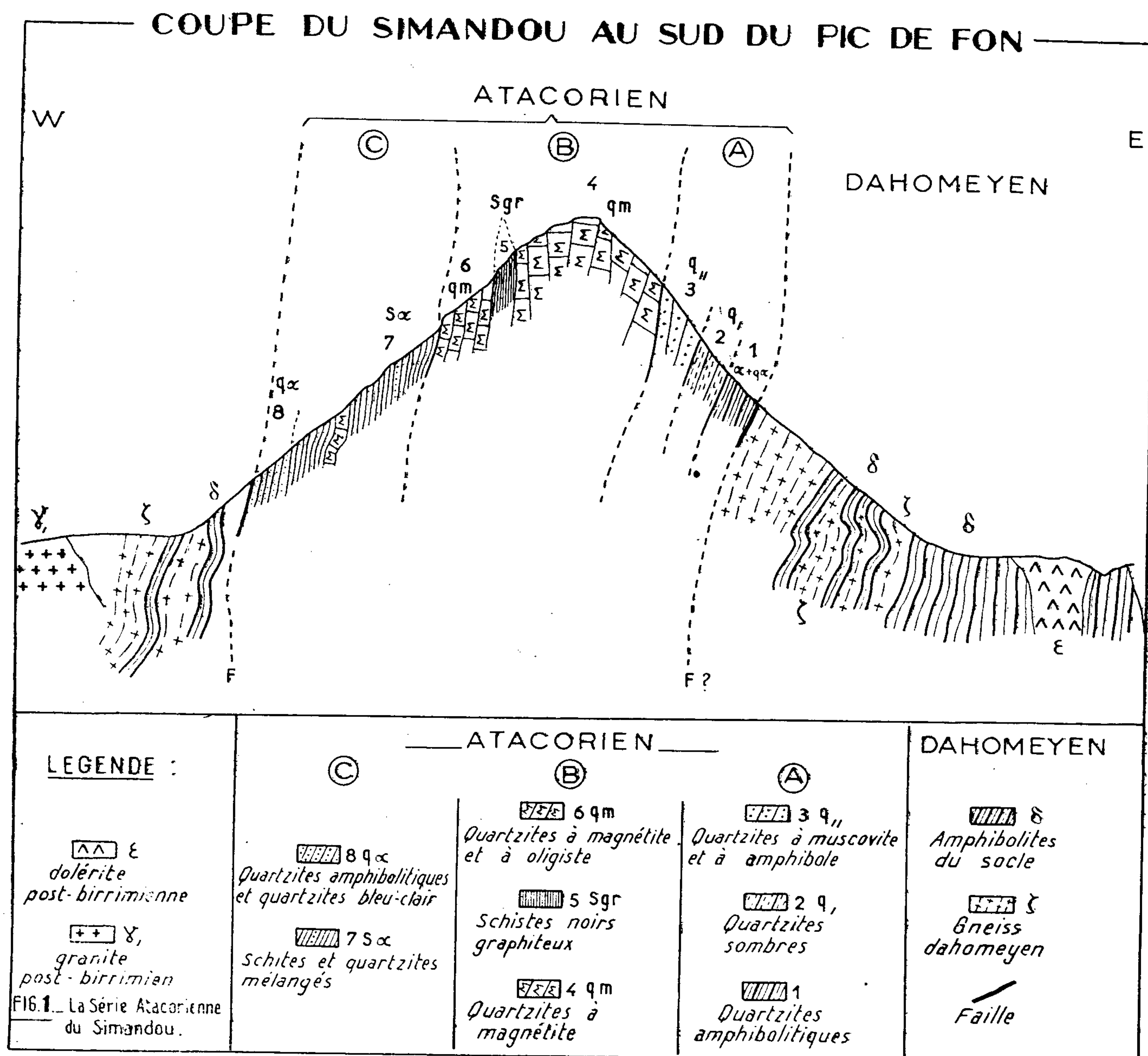


FIG. 1. — La Série Atacorienne du Simandou.

Ces formations de la chaîne du Simandou se présentent comme une série monoclinale très redressée et affectée d'une multitude de petits plis très aigus qui rendent délicates les estimations d'épaisseur. Leur pendage varie généralement entre 65 et 85° vers l'Ouest. Trois ensembles principaux s'y superposent de la base au sommet (*fig.* 1).

A. *Un ensemble rigide constitué essentiellement de quartzites clairs avec quelques intercalations schisteuses plus sombres* (300 m).

On peut souvent y distinguer :

1° à la base, sur 100 m d'épaisseur au maximum, des amphibolites et

des quartzites amphibolitiques verdâtres, durs, peu altérés, intercalés dans des quartzites bleutés à grain très fin;

2° puis, sur 100 m environ, des quartzites plus sombres alternant avec des amphibolites et des schistes noirs légèrement séricíteux;

3° au-dessus, dans la partie Nord, 100 m de quartzites à muscovite, saccharoïdes, blancs, auxquels succèdent quelques mètres de schistes très séricíteux; et, vers le Sud, 100 m de quartzites amphibolitiques en gros bancs très durs, homogènes et à grain très fin, puis en bancs plus petits et plus facilement altérés.

B. *Des quartzites violacés ou gris noir, très riches en magnétite, qui forment l'axe principal de la chaîne* (400 m).

Ces quartzites à magnétite constituent un ensemble repère très caractéristiques. Rigides, remarquablement résistants aux agents de l'érosion et intensément tectonisés, ils forment un relief accusé et bien visible. On y observe plus précisément :

4° 250 m de quartzites à magnétite, au début surtout riches en oligiste, puis en gros bancs lités très durs et gris acier;

5° 30 m de schistes graphiteux, très noirs;

6° 50 à 100 m de quartzites à magnétite et à oligiste, mélangés vers le sommet de passées schisteuses très ferrugineuses.

C. *Un ensemble à prédominance schisteuse, avec quelques intercalations de quartzites clairs* (300 m).

7° 250 m de schistes et quartzites où l'on peut distinguer, souvent très mélangés, des schistes pyriteux ou grenatifères, violacés, jaunes ou verdâtres; des quartzites durs et violacés et parfois un ou deux bancs de quartzites à magnétite d'une dizaine de mètres d'épaisseur;

8° enfin 40 m de quartzites amphibolitiques vert sombre, entrelardés de quartzites blancs à grain très fin ou d'amphibolites très dures et compactes.

Telle est la succession type qu'on peut observer dans les secteurs où la structure est le moins bouleversée. En rapport avec les accidents tectoniques qui affectent la majeure partie de la chaîne, se manifestent des modifications importantes de cette série. Les plus considérables et les plus intéressantes par leur conséquence sur le relief, sont les accumulations de quartzites à magnétite, dont l'épaisseur peut dépasser 1000 m (Pic de Fon, Diodio). En rapport avec ces accumulations de quartzites durs, les bancs schisteux 5 et 7, bien plus tendres, sont souvent laminés et peuvent même disparaître presque complètement.

Au niveau de certains cols, les quartzites à minerai présentent une structure différente de celle qu'ils ont dans le reste de la chaîne. Moins riches en fer, ils offrent une moindre résistance à l'érosion et s'altèrent plus facilement, rappelant alors les affleurements rencontrés dans quelques cuvettes

synclinales du pourtour de la chaîne (Bétoubé, Sorayo, ennoyage Sud).

Cette série sédimentaire du Simandou présente, avec celle des Monts Nimba (3), (4) qu'on rencontre à une centaine de kilomètres plus au Sud, des analogies évidentes, mais aussi quelques différences importantes.

Au Simandou, l'épaisseur totale de la série est d'environ 850 m, tandis qu'au Nimba elle dépasse 4 000 m. Les quartzites à magnétite en particulier atteignent 400 m au Simandou, contre plus de 1500 m au Nimba.

Les schistes supérieurs de la série du Nimba sont bien plus épais (plus de 1000 m) et alternent avec des bancs amphibolitiques et même doléritiques, tandis que les quartzites inférieurs aux quartzites à magnétite y sont au contraire moins épais qu'au Simandou, moins amphibolitiques et plus riches en quartz.

La série du Simandou apparaît ainsi comme une réplique réduite de la série des Monts Nimba, tronquée dans sa partie supérieure, mais plus développée dans les zones inférieures.

(1) M. Roques et A. Obermuller, *Comptes rendus*, 223, 1946, p. 1163.

(2) M. Roques, *Rapport annuel du Service géologique de l'A. O. F.* Direction des Mines de l'A. O. F., Dakar, 1951, p. 22-26.

(3) M. Lamotte et P. Routhier, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, Paris, 1943, 5e série, 13, p. 113-124, 2 fig., 1 pl.

(4) J. C. Leclerc, J. Richard-Molard, M. Lamotte, G. Rougerie et R. Porteres, *Mémoires I. F. A. N.*, n° 43, Dakar, 1955.

(*Laboratoire de Géologie de la Faculté des Sciences de Lille.*)

GÉOLOGIE. — *Un problème morphologique au Brésil : « Pains de sucre » et « tunique tropicale »*. Note de M. **Reynold Barbier**, transmise par M. Léon Moret.

Dans la recherche d'une explication de la genèse des « Pains de sucre », deux facteurs géologiques n'ont pas, jusqu'ici, été suffisamment pris en considération : l'ancienneté de la décomposition chimique aboutissant à la formation de la « tunique tropicale » et l'importance des mouvements tectoniques récents, principale cause du rajeunissement du relief.

Un des traits morphologiques les plus caractéristiques de la chaîne côtière du Sud du Brésil, et celui qui frappe le plus ceux qui y viennent pour la première fois, est l'existence de ces sommets souvent aigus de roche à peu près entièrement dénudée qui émergent brusquement des molles ondulations voisines et qu'en pensant au plus célèbre d'entre eux, le Pâo de Açucar de Rio, on peut appeler les Pains de sucre.

De nombreux auteurs, surtout géographes, ont cherché depuis longtemps à les expliquer de manières diverses. Un mois passé dans la forêt

tropicale de la Serra do Mar du Parana au cours d'une étude géologique très détaillée pour un projet d'aménagement hydroélectrique, m'a persuadé que jusqu'ici il n'a pas été suffisamment tenu compte du passé géologique de la région et qu'on s'est trop exclusivement basé sur les conditions climatiques actuelles dans la recherche d'une solution. La géologie me paraît introduire ici un facteur temps capital mais généralement trop délaissé.

Or ce facteur temps est particulièrement évident, en France, si l'on compare deux régions géologiquement analogues mais dont la morphologie est foncièrement différente : le Massif Central et les massifs cristallins des Alpes.

Or tout le monde sait que si les terrains du Massif Central sont chimiquement profondément décomposés, ceci tient à ce que nous avons affaire là à des restes de vieilles surfaces tertiaires : pliocènes, miocènes, voire peut-être parfois éocènes. Et lorsque l'érosion mécanique a joué plus récemment (au Quaternaire) lors du creusement du réseau hydrologique actuel, on aboutit alors aux coupes dont l'une des plus typiques est celle de la route qui, du plateau, descend au barrage du Chastang : on part du plateau où les roches sont complètement transformées en arène pour aboutir, au fond de la gorge récente, au barrage fondé sur une roche généralement très saine. Sous la vieille décomposition tertiaire, l'érosion fluviatile quaternaire a pu retrouver la roche restée inaltérée.

Au contraire, dans les Alpes où le relief est plus jeune et où l'érosion mécanique est restée très active, une décomposition chimique profonde n'a pas le temps de se produire. On pourra objecter que les Alpes n'ont pas subi comme le Massif Central une longue période de climat à caractère plus ou moins tropical durant le Tertiaire : mais ce n'est que partiellement exact et nous tiendrons compte de ce facteur dans nos comparaisons avec le Brésil.

Au Brésil même, j'ai été frappé, lors d'une autre étude dans la vallée du Paraiba entre Rio et Saô Paulo (qui correspond à un petit bassin sédimentaire attribué généralement au Pliocène) combien il était difficile d'établir une limite précise entre les formations cristallines anciennes et les dépôts tertiaires : on passe presque insensiblement des marnes, sables et grès bruns, rouges ou violacés du Tertiaire aux arènes, gores et roches cristallines précambriennes profondément altérées et rubéfiées elles aussi. Or ces formations pliocènes apparaissent souvent faillées comme dans les grandes tranchées de l'autoroute de Saô Paulo à Rio, spécialement dans la région de Saô José dos Campos.

De ceci me semblent découler deux faits principaux : la décomposition des roches cristallines est souvent ancienne (Tertiaire et sans doute parfois plus ancienne dans les régions restées émergées au Mésozoïque); des mouvements récents ont affecté ces régions.

Des preuves de tels mouvements se retrouvent aussi probablement dans l'existence de terrasses alluviales (quaternaires) en bordure des affluents du Paraiba qui descendent de la Serra de Mantiqueira, ainsi que dans les plages surélevées où l'on retrouve aujourd'hui les sambaquis (tas de coquilles d'huîtres à plusieurs mètres au-dessus de la mer actuelle marquant l'emplacement d'anciens villages préhistoriques).

Il me paraît donc évident que la Serra do Mar doit beaucoup à des actions tectoniques récentes : Maack a du reste insisté sur le rôle des failles dans la Serra do Mar du Parana. Ces failles, souvent évidentes de loin, sont difficiles à mettre en évidence de près en raison de la décomposition des roches et du manteau extrêmement dense de végétation tropicale. La face Nord du Pic Parana, de près de 1000 m d'un seul jet, correspond certainement à une faille qui, comme beaucoup de celles de ces sommets, apparaît très bien sur les photos d'avion.

Bien d'autres observations seraient nécessaires pour préciser l'âge exact des diverses phases du phénomène, mais je pense qu'on peut nvisager, pour expliquer cette curieuse morphologie d'une vigueure « alpine » dans les sommets et d'une mollesse rappelant celle du Massif Central aux alentours, le processus suivant :

— existence, au moins durant le Tertiaire, de surfaces peu accidentées rappelant les actuels plateaux de Saô Paulo ou Curitiba et où la décomposition chimique descend profondément mais irrégulièrement, transformant les roches cristallines en gore ou en arène, mais laissant aussi des massifs sains cependant noyés sous ce manteau argilo-sableux, tendre et non induré comme dans les régions vraiment latéritiques et pour lequel je propose, par opposition au terme de « carapace » latéritique, celui de « tunique tropicale »;

— surrection récente (en partie au moins pliocène et même quaternaire) de la Serra do Mar avec jeux de blocs séparés par des failles;

— ce rajeunissement provoque alors une érosion qui décape rapidement, dans les régions hautes, la « tunique tropicale » et met à nu les massifs demeurés sains en profondeur, exaltés sans doute encore par le jeux des failles et qui vont donner les « pains de sucre »;

— alors seulement ont joué, mais dans le détail, les facteurs climatiques actuels (dissolution rapide de la silice, etc.) qui ont été si souvent invoqués et n'ont contribué qu'à façonner ces blocs encore bruts.

L'absence de véritables éboulis épais au pied de ces escarpements (et qui frappe en venant des Alpes) matérialise du reste le faible jeu de l'érosion mécanique actuelle sur les pains de sucre dans ces régions où les écarts thermiques sont faibles. (On paraît avoir souvent confondu les éboulis proprement dits et le talus d'arène et de gore où sont noyées de grosses boules de granite ou gneiss sains, mais manifestement en place.) L'extrême

fraîcheur des gorges qui raccordent le plateau de Curitiba à la plaine côtière démontre bien aussi la jeunesse de ces reliefs (car ici on a affaire à des eaux provenant du plateau chargées d'argile et aussi de quartz, et non aux eaux de la forêt tropicale seulement teintées de brun par les matières humiques au cours des grandes pluies et qui ne peuvent donc exercer une érosion mécanique active).

Le bel Ouvrage récent de M. Derruau se termine sur cette conclusion : « Dans tous les domaines de la morphologie, une grande partie des indéterminations qui subsistent est due à notre ignorance de la vitesse de l'érosion ». Ainsi est mis l'accent sur ce facteur temps dont l'importance me paraît primordiale, comme je viens de le montrer, pour résoudre le problème des « Pains de sucre » (1).

(1) Une étude plus détaillée paraîtra ultérieurement au *Bulletin de la Société géologique de France* avec de nombreuses références bibliographiques.

PÉTROGRAPHIE. — *Sédimentation et métamorphisme dans le gisement de fer de Diélette* (Manche). Note de Mlle **Simonne Caillère** et M. **François Kraut**, présentée par M. Charles Jacob.

Le gisement de Diélette est une formation sédimentaire résultant de la précipitation de la silice, du carbonate de calcium et d'oxydes de fer. Ces derniers se sont déposés directement à l'état de magnétite et d'hématite. Le métamorphisme a transformé les parties calcaires des niveaux stériles et de la gangue du minerai, mais n'a pas modifié la silice et les oxydes.

De grandes concentrations de fer ont eu lieu en Normandie et en Anjou durant l'ère primaire. Ces dépôts ont un certain nombre de caractères communs qui correspondent à des conditions de formation comparables.

De tous les gîtes connus dans la région, celui de Diélette, d'âge coblentzien, a la composition minéralogique la plus complète : seul il renferme des silicates calciques, pyroxène, amphibole, épidote et grenat. On a beaucoup insisté sur l'influence du granite de Flamanville quant à l'évolution du minerai, mais il reste à préciser le rôle respectif de la sédimentation et du métamorphisme.

Les travaux miniers ont permis de reconnaître deux synclinaux que nous désignerons, de l'Est à l'Ouest, le premier et le second. Des horizons stériles, appelés « niveaux stratigraphiques », séparent cinq couches minéralisées.

Une grande partie du minerai se concentre dans les couches 5 et 2 situées entre les niveaux 5 et 7. De bas en haut se succèdent : le niveau 5, la couche 5, la couche 2 et le niveau 7.

La composition minéralogique est plus facile à suivre dans les stériles

que dans les couches minéralisées où les oxydes laissent peu de place aux autres constituants.

Le niveau stratigraphique 5, très homogène, représente un dépôt siliceux; il s'agit d'un quartzite micacé, pénétré au travers-banc 90 par une venue syénitique importante. Au voisinage de l'intrusion, la roche se charge de feldspaths, orthose, albite et oligoclase, auxquels s'ajoutent accessoirement la hornblende, l'apatite et le sphène.

Le niveau 7 est essentiellement calcique. On y rencontre des calcaires ainsi que des cornéennes plus ou moins siliceuses, à hornblende, augite, diopside, épidote et prehnite. Au contact d'un filon de microsyénite, qui suit la branche Ouest du deuxième synclinal, les cornéennes sont feldspathisées.

Le minerai de la couche 5 est oolithique à magnétite et hématite. Dans la gangue siliceuse et micacée apparaissent parfois l'orthose et l'albite.

La couche 2, qui a également une structure oolithique, est fossilifère. La magnétite et l'hématite y sont serties dans une gangue hétérogène, tantôt siliceuse et micacée, tantôt calcaire, tantôt formée par des silicates calciques. A proximité du filon de syénite, elle renferme de l'orthose.

En ce qui concerne l'origine et l'évolution des matériaux décrits, on peut reconnaître aisément l'état initial des intercalaires et expliquer sans difficulté les changements qu'ils ont subis.

Au niveau stratigraphique 7, nous avons un exemple typique du métamorphisme exercé par le magma acide sur une roche calcaire. Celle-ci subsiste intacte en maints endroits, l'intrusion syénitique apparaît au sein de ce sédiment et toute une série de minéraux de contact a été reconnue dans la plupart des échantillons.

Au niveau 5, où la roche intrusive rencontre un milieu siliceux, il ne se produit aucune réaction chimique, mais le feldspath de la syénite pénètre dans le quartzite.

Quant au minerai, qu'il soit calcique ou siliceux, la magnétite et l'hématite s'y présentent dans les mêmes proportions et avec des caractères structuraux analogues. Par contre, tous les minéraux des stériles se retrouvent dans la gangue, groupés dans les mêmes associations. En d'autres termes, la gangue est la réplique tantôt des quartzites ou des schistes, tantôt des calcaires ou des cornéennes.

En résumé, dans les couches minéralisées aussi bien que dans les intercalaires, seuls les calcaires ont été transformés. Les minéraux issus du métamorphisme ne renferment que très peu de fer, par conséquent les oxydes n'ont pas été mis à contribution dans les phénomènes de néogenèse.

Reste à savoir si la mise en place du granite n'a pas eu un effet réducteur sur la masse du minerai modifiant en même temps sa texture initiale. En effet, il a été suggéré [1] que la magnétite résulte de la recristallisation

de l'hématite préexistante consécutive à la venue éruptive. Tout porte à croire que nous avons là un exemple des quartzites ferrugineux qui se sont formés en grande quantité pendant l'ère primaire.

Nous pensons qu'à Diélette, comme à Segré (2) et à Chazé-Henry, la silice et le fer se sont précipités simultanément, ce dernier à l'état d'hématite et de magnétite, et nous nous rallions à l'hypothèse que, dans les dépôts sédimentaires, le fer se trouvait dès l'origine sous sa forme minéralogique actuelle (3), (4), (5), (6).

(1) L. Cayeux, *Les minerais de fer oolithiques de France*, Paris, fasc. I, 1909, p. 202-206.
(2) S. Caillère et F. Kraut, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1499.
(3) C. H. Smyth, *Amer. J. Sc.*, **43**, 1892, p. 487-496.
(4) A. O. Hayes, *Canad. Geol. Surv. Mem.*, **78**, 1915, 163 pages.
(5) P. A. Wagner, *South Africa Geol. Surv. Mem.*, **26**, 1928.
(6) J. W. du Preez, *Stellenbosch Univ. Ann.*, **22**, 1945, section A, nos 1-4, p. 263-360.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Réversibilité de l'état reproductif à l'état végétatif par le photopériodisme, et production expérimentale de fleurs prolifères chez* Anagallis arvensis. Note de M. **Pierre Chouard**, présentée par M. Raoul Combes.

Le Mouron rouge, *Anagallis arvensis*, peut fournir des fleurs prolifères de structures diverses par retour de jours longs en jours courts. Le changement des conditions photopériodiques peut être un procédé d'obtention de fleurs prolifères chez les espèces qui présentent une réversibilité complète à l'état végétatif jusqu'après le début de la différenciation des ébauches florales.

J'ai montré précédemment (1) la diversité des phénomènes de réversibilité de l'état reproductif à l'état végétatif sous l'effet du retour des conditions photopériodiques favorables à la mise à fleur (= eupériode) aux conditions défavorables (= dyspériode). Je n'avais cependant rencontré au mieux, que des cas de réversion d'inflorescences [*Scabiosa ukranica* (1)], ou de fleurs incomplètes, analogues aux observations anciennes de R. Harder (2) sur *Kalanchœ blossfeldiana*, ou à celles, plus récentes, de F. Resende, sur d'autres *Kalanchœ* (3).

En variant et multipliant les conditions des essais, j'ai pu obtenir des réversions plus fines ou plus complètes, portant sur le retour d'un axe floral à l'état de pousse feuillée. Autrement dit, il devient possible d'obtenir des fleurs prolifères, non plus à titre d'anomalies génétiques ou accidentelles, mais comme des productions expérimentales, répétables à volonté. Un exemple significatif en est donné par le Mouron rouge, *Anagallis arvensis* L., ssp. *phœnicea* Scop.

Cette plante annuelle forme des pousses couchées dont le bourgeon terminal est à jamais incapable d'évoluer en fleur. Les bourgeons axillaires des plus jeunes feuilles encore cachées dans le bourgeon terminal sont insensibles au photopériodisme. Un peu plus âgés, alors que leurs feuilles axillantes sont les jeunes feuilles vertes du bourgeon terminal, ils sont sensibles au photopériodisme : en jours longs (14 à 16 h par jour ou davantage), ils sont rapidement transformés en primordia floraux; en jours courts (8 h par exemple), ils se différencient en ébauches de rameaux végétatifs qui, un peu plus tard, s'allongeront en pousses feuillées dont l'extrémité apicale sera atteinte aussi de l'incapacité totale d'évoluer elle-même en fleur. J'avais montré [1] que par des traitements alternés en jours longs (eupériode) et en jours courts (dyspériode), il était possible d'amener un même rameau de Mouron rouge à former alternativement, à ses aisselles successives, des fleurs, des rameaux, des fleurs, etc. Je croyais alors que toute ébauche initiée dans la voie florale ne pouvait ensuite qu'évoluer en fleur complète ou avorter. Mais en variant les conditions expérimentales, je viens de montrer qu'il est possible d'intervenir par les effets physiologiques de la dyspériode sur les ébauches florales à diverses étapes de leur différenciation, de sorte qu'on peut les ramener, partie par partie à l'état végétatif, en formant des fleurs prolifères de structures les plus diverses.

Le procédé opératoire est le suivant : élever les Mourons rouges dans un compost fertile, en lumière intense de durée moyenne, pour obtenir des plantes vigoureuses et ramifiées-étalées, qu'on rend abondamment florifères en les portant en jours longs de 16 h ou davantage. Transporter alors ces plantes en jours courts, de 8 h vers 18 à 25° C, en lumière intense, et en s'efforçant de favoriser l'enracinement des rameaux couchés. Au bout de 3 à 6 semaines, les aisselles cessent de porter des fleurs ou des boutons pour émettre des ramilles feuillées. Mais, sur 10 à 15 % des spirales foliaires, au passage de la dernière fleur normale à la première ramille feuillée, on observe une fleur anormale ou prolifère.

Les anomalies rencontrées sont les plus diverses : fleurs petites, plus ou moins dépourvues de pétales, avec des étamines sessiles et l'ovaire plus ou moins avorté (ce cas se rencontre surtout lors du raccourcissement naturel des jours en automne et en plein air). Tous types de fleurs prolifères : les 5 sépales sont presque toujours verticillés, mais plus grands et de forme un peu plus « foliacée », mais, en dedans, tout le reste de la fleur est remplacé par une pousse feuillée. Ou bien, il se forme un ou plusieurs pétales, rouge vermillon, avec leurs glandes marginales, mais l'un ou l'autre seront virescents et foliacés sur un côté, ou décalés sur l'axe à plusieurs niveaux successifs, et, bien entendu, l'axe se prolonge en rameau feuillé. Ou bien les pétales formeront un verticille complet conte-

nant un axe feuillé. Souvent, dans ce cas, les pétales sont dédoublés en 2 ou 3 lames pétaloïdes, les plus internes plus petites et plus pâles. Ou bien il se sera formé une ou plusieurs étamines, parfois incomplètes et soudées de côté à une moitié de pétale, ou bien des staminodes. Ou même on rencontre certaines fleurs portant le verticille normal des cinq étamines opposées aux pétales, mais en dedans, à la place de l'ovaire, une tige feuillée. On sait que les pousses normales du Mouron rouge ont les feuilles opposées, mais que lorsqu'elles deviennent très vigoureuses, les feuilles sont verticillées par trois. Ici, bien que les rameaux végétatifs prolongeant les fleurs prolifères soient portés sur les faibles pédoncules floraux, ces rameaux, remplaçant l'ovaire, sont presque toujours directement porteurs de feuilles verticillées par trois.

D'autres essais, partiels ou en cours d'exécution dans mon laboratoire, semblent montrer que l'application judicieuse des incitations photopériodiques défavorables à la mise à fleur, sur des plantes plus ou moins engagées dans l'initiation des fleurs, doit permettre de produire à volonté de telles fleurs prolifères, au moins chez les espèces possédant la réversibilité à l'état végétatif. C'est ainsi que G. Biondi (4) a obtenu occasionnellement des fleurons prolifères en ramenant, par les jours courts, des ébauches de capitules de *Scabiosa ukranica* à l'état de rosettes perchées. On sait aussi que W. W. Schwabe (5) a obtenu occasionnellement quelques fleurons prolifères de Chrysanthèmes des Jardins en bouturant en jours longs des pousses terminées par de jeunes « boutons-couronnes », et mon collaborateur H. Rabéchault, répétant et variant cette expérience, obtient systématiquement une grande diversité de fleurons prolifères (6).

Ces exemples montrent donc qu'il devient possible d'attaquer expérimentalement les problèmes de la différenciation et de la dédifférenciation florales, non plus seulement à l'occasion d'accidents tératologiques ou pharmacodynamiques, mais par des interventions de caractère physiologique.

(1) P. Chouard, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 119; 231, 1950, p. 1245.
(2) *Flora*, 36, 1942, p. 85; *Planta*, 33, 1943, p. 469; *Symp. Soc. Exp. Biol.*, 2, 1948, p. 117.
(3) *Rev. da Fac. Cienc. Lisboa*, 2e série, 3, 1953, p. 447-534; *Coll. int. Photop., Parma*, 1957 (sous presse).
(4) *Dipl. Ét. Sup.*, Fac. Sc. Paris, 22 octobre 1956.
(5) *J. Exp. Bot.*, 1, 1950, p. 329-347.
(6) *Mém. 3e cycle Fac. Sc. Paris* (sous presse).

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur un mode d'administration de solutions radioactives à des végétaux ligneux.* Note de M. **Charles Mentzer**, présentée par M. Raoul Combes.

Le principe de la méthode est basé sur la pression négative qui apparaît au niveau de la surface de section après la coupure d'un rameau latéral. La succion exercée en direction de la tige ou du tronc permet la pénétration des solutions arrivant au contact de cette surface.

A l'occasion de recherches sur la biogenèse des constituants flavoniques chez le Merisier (*Prunus Avium*), j'ai été amené à comparer entre elles diverses techniques d'administration de produits chimiques à des végétaux supérieurs. L'une des méthodes les plus fécondes de la biochimie dynamique consiste en effet à traiter une plante par un précurseur hypothétique, marqué au ^{14}C, et à vérifier ensuite dans quelle mesure la radioactivité se retrouve dans la substance supposée formée en partant de ce précurseur.

En collaboration avec Vercier, Cronenberger, et Mlle Vallet [1] nous avons tout d'abord pratiqué nos essais sur des feuilles isolées prélevées sur un arbre vivant. Par immersion du pétiole de telles feuilles dans la solution à étudier, le liquide a été fixé plus ou moins rapidement et le volume absorbé a pu être mesuré sans difficulté. Malheureusement la durée de survie d'un tel matériel est très limitée, et les mécanismes biogénétiques dans ces conditions ne sont pas tout à fait les mêmes que ceux qui s'effectuent dans une plante intacte vivant normalement. L'administration de solutions par les surfaces foliaires ou radiculaires est critiquable également, en raison des transformations que peuvent subir ainsi certaines molécules avant même d'arriver à l'intérieur des vaisseaux.

Plusieurs auteurs ont essayé l'injection au moyen d'une seringue, des liquides à étudier, soit sous l'écorce, soit dans le bois. Mais le traumatisme ainsi provoqué déclenche la formation d'un tissu cicatriciel qui englobe le produit injecté et l'empêche très souvent de circuler.

La méthode qui nous a finalement donné les meilleurs résultats est basée sur le fait qu'en sectionnant brutalement un rameau d'une plante ligneuse, il se crée le plus souvent à la surface de section une pression négative dont on peut tirer parti en vue de l'introduction directe d'un liquide quelconque à l'intérieur des vaisseaux. Ce phénomène n'est pas absolument général; en effet il existe des végétaux « pleureurs » comme la vigne, dont la taille est suivie d'un écoulement plus ou moins important de sève brute, d'ailleurs assez difficile à expliquer [2].

Parmi les plantes que nous avons étudiées, aucune ne nous a permis de mettre en évidence ce phénomène des pleurs. Dans plusieurs cas (*Prunus Avium* et *Pseudotsuga Douglasii*) la taille a été effectuée tous les mois, chaque fois sur un rameau différent du même individu, avec le même résultat. En d'autres termes, la surface de section exerce toujours une succion dont la vitesse varie avec la saison. Au printemps, quand la circulation est particulièrement active, un arbre d'une vingtaine d'années arrive ainsi à fixer plusieurs centaines de centimètres cubes de solution. Dans la pratique le rameau est sectionné sous l'eau pour éviter la rentrée de l'air atmosphérique dans les vaisseaux. Il suffit ensuite d'adapter à la surface de section, par l'intermédiaire d'un raccord en caoutchouc, un tube en verre gradué dans lequel on peut verser la solution à administrer, au fur et à mesure de sa pénétration. Des précautions spéciales doivent être prises pour éviter la présence de bulles d'air dans ce dispositif. En opérant dans de bonnes conditions, l'administration peut se prolonger pendant plusieurs jours.

Il est ainsi possible d'étudier la vitesse de succion en fonction de divers facteurs extérieurs. Quant au trajet du liquide ainsi administré, on peut le déterminer exactement au compteur de Geiger-Müller dans le cas de solutions radioactives; mais on peut également utiliser des solutés nécrosants (par exemple du sulfate de cuivre aqueux à 1 % dans le cas de P. Douglasii) dont le parcours devient visible à l'œil nu plusieurs jours après le début de l'opération; en effet, les tissus atteints par ce toxique brunissent puis se dessèchent rapidement en donnant naissance à une ligne foncée parfaitement bien délimitée. En général, les divers procédés d'étude aboutissent à des résultats concordants et tendent à prouver que le liquide, une fois arrivé au niveau de la tige ou du tronc est avant tout entraîné par le courant de sève ascendante vers le sommet de la plante. La pénétration dans les rameaux latéraux qui sont situés du même côté que le point d'injection est également très rapide. Par contre, les racines sont atteintes bien plus tard en raison des dilutions progressives que subit le produit administré, au cours de sa migration. La méthode indiquée se prête à diverses études de biochimie et de pharmacodynamie végétale, et les détails expérimentaux seront publiés ultérieurement à l'occasion des recherches particulières que ce procédé nous a permis d'entreprendre.

(1) *Bull. Soc. Chim. Biol.*, **38**, 1956, p. 751-759.

(2) *Voir*, à ce sujet, la mise au point récente de K. N. H. Greenidge (*Ascent of sap*, dans *Annual review of Plant physiology*, **8**, 1957, p. 237-256).

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *L'équilibre protidique du limbe des feuilles de Maïs.* Note de MM. **Jules Carles** et **Jean Calmés**, présentée par M. Raoul Combes.

Les limbes de Maïs, à l'encontre de ceux du Blé, présentent une assez grande homogénéité dans leur équilibre protidique qui semble dépendre seulement de l'âge de la feuille et de l'état général de la plante; cet équilibre se réalise d'autant mieux que la feuille est plus grande.

La taille d'un limbe de Maïs qui peut atteindre près de 1 m et son poids près de 20 g, lui permettent de réaliser une certaine individualité physiologique et de trouver un équilibre qui sera plus ou moins commun à tous les limbes du pied. L'importance relative du poids sec des limbes par rapport au poids de toute la plante diminue d'une façon très régulière; les limbes forment d'abord la quasi-totalité du pied, mais leur place diminue progressivement et, dans le pied mûr, ils représentent seulement le 1/10e du poids sec total.

Pendant ce temps, le taux d'azote protidique baisse si régulièrement, de 5 % dans le jeune pied à 0,6 % lors de la récolte, que cette courbe est une droite tandis que pour la tige et les gaines, cette courbe est en S. Cette diminution de l'importance relative des limbes et de leur taux protidique résume l'histoire physiologique du Maïs. Elle traduit le travail régulier des limbes; ceux-ci se construisent d'abord eux-mêmes et fournissent ensuite les éléments nécessaires au développement des gaines et de la tige et finalement de l'épi femelle [1].

Nous avons analysé la plante entière à tous les stades de sa vie : 1° quatre semaines après les semailles (I), quatre feuilles sont développées, la cinquième forme le cornet, le jeune pied mesure 45 cm et pèse environ 15 g; 2° 10 jours plus tard (II), la sixième feuille forme le cornet, la taille atteint 95 cm et le poids 50 g; 3° deux semaines après (III), la croissance a été rapide, 14 feuilles sont bien développées, la plante mesure 120 cm de haut et pèse 200 g; 4° 15 jours plus tard (IV), au moment de la sortie de l'épi mâle; 5° vers la fin de l'épiaison (V), l'épi femelle commence son développement; 6° au moment où les grains atteignent leur maturité laiteuse (VI); 7° lors de la récolte (VII).

Voici pour un pied normalement approvisionné en engrais et pour un autre qui manque d'engrais azotés, les taux en azote protidique du haut (H), du milieu (M) et du bas (B) de chaque limbe. Toutes les feuilles ont été analysées mais les résultats sont réunis en cinq groupes, deux au-dessous et deux au-dessus de l'épi femelle.

Taux d'azote (%) du poids sec en commençant par le bas de la tige.

		Pied normal.					Pied manquant d'azote.				
I.	H.....	5,23	5,27	5,14	–	–	5,24	4,30	5,25	–	–
	M.....	4,77	4,93	4,62	–	–	3,77	3,46	3,61	–	–
	B.....	4,79	4,28	6,37	–	–	4,89	4,12	4,20	–	–
II.	H.....	3,84	4,06	4,36	–	–	2,07	2,05	3,09	–	–
	M.....	3,49	3,66	4,66	–	–	1,61	1,98	2,14	–	–
	B.....	3,49	4,05	4,80	–	–	1,25	1,18	3,13	–	–
III.	H.....	3,46	4,00	4,14	3,85	3,00	0,75	1,39	2,19	2,11	1,14
	M.....	3,35	3,60	3,67	3,36	3,32	0,75	1,35	1,69	1,22	1,26
	B.....	3,46	2,86	2,73	3,18	4,16	0,58	0,74	0,59	0,96	2,73
IV.	H.....	3,16	3,30	3,57	3,29	2,63	–	1,37	2,10	1,60	1,13
	M.....	2,80	2,50	2,40	1,88	1,70	–	1,03	1,30	1,22	1,05
	B.....	2,28	1,54	1,12	1,09	1,56	–	0,70	0,55	0,88	1,00
V.	H.....	1,87	2,24	2,62	2,32	2,10	–	1,35	1,33	1,33	1,30
	B.....	1,34	1,20	1,01	0,97	1,23	–	0,54	0,55	0,82	1,12

Si nous traçons la courbe des taux des divers limbes d'un pied, nous retrouvons à tous les stades une forme en fuseau qui nous surprend. Chez le jeune pied, ce fuseau présente un croisement (le bas du limbe devient

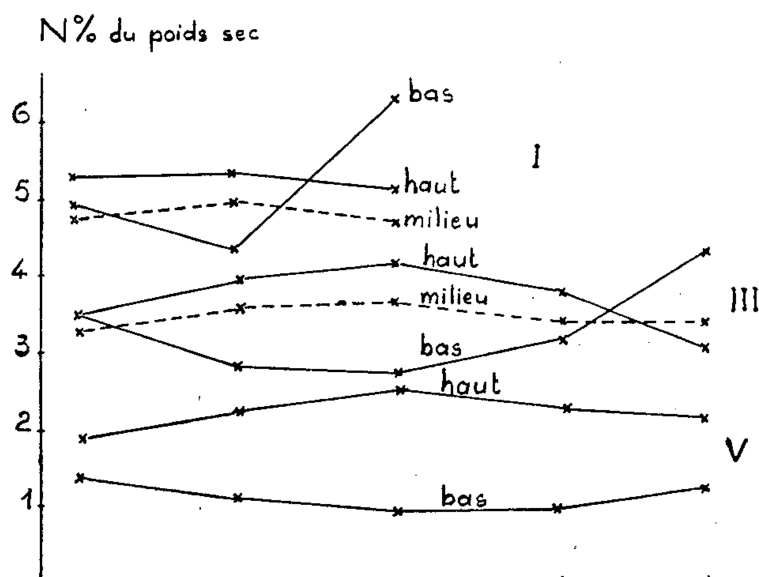


Fig. 1.

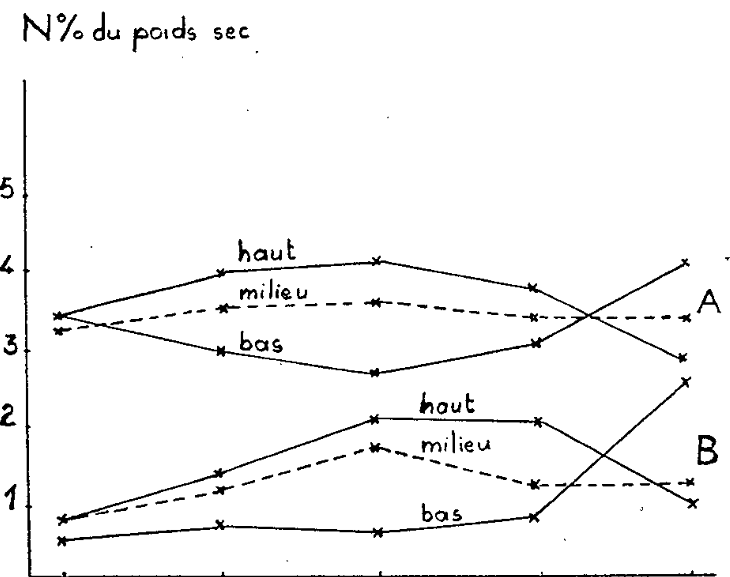


Fig. 2.

Fig. 1. — Pied normalement approvisionné en engrais azoté aux stades I, II et V.

Fig. 2. — Comparaison au stade III entre un pied normalement approvisionné (A) et un autre qui manque d'engrais azotés (B).

Le bas de la tige est à gauche. La différence des taux d'azote permet la représentation sur la même échelle.

plus riche que le haut) dans la région qui correspond à la partie la plus haute et la plus jeune de la plante. Au stade III, époque où tous les limbes ont à peu près atteint leur taille normale et où le drainage de l'azote vers

l'épi femelle n'a pas encore commencé, la répartition des taux de l'azote présente le même aspect; mais le taux moyen est plus bas : 3,5 % au lieu de 5 %. Au stade V, moment où la croissance est terminée et où l'épi femelle est en plein développement, la forme en fuseau n'a pas changé, sauf dans le haut de la plante où le croisement des taux n'existe plus car les limbes du haut du pied ont désormais atteint leur taille définitive; toutefois le taux moyen a encore diminué (2 %).

L'importance de la région centrale et l'écart entre les taux de l'azote qu'elle présente constituent un deuxième trait caractéristique du Maïs qui le différencie du Blé. Tandis que chez le Blé, tout est centré vers le haut, les feuilles se développent successivement et la plus élevée est toujours la plus riche en azote protidique ([2]), chez le Maïs, tout s'organise autour de l'épi femelle; la feuille de l'épi femelle et ses voisines immédiates sont les plus longues, les plus lourdes, les plus vigoureuses et les dernières à vivre : elles réaliseront au mieux leur équilibre. La feuille la plus grande présente le plus grand écart entre le haut et le bas du limbe : aucune feuille n'a un sommet plus riche en azote et un bas plus pauvre.

Enfin, troisième caractéristique du Maïs, la stabilité du taux de l'azote du milieu des divers limbes est remarquable. Au lieu d'une montée régulière de la plus basse feuille jusqu'à la plus haute comme chez le Blé, nous avons une courbe sensiblement horizontale qui se situe bien près de la moyenne entre le taux du haut et celui du bas.

En face de cet équilibre protidique solide, nous pouvons nous demander ce qui se passera si l'azote vient à manquer. Tous les taux vont-ils être affectés de la même façon ? Voyons les faits.

Chez le jeune pied (stade I), l'influence du manque d'azote est peu visible car la puissance de la plante est très grande pour trouver l'azote nécessaire grâce au développement prodigieux des racines; toutefois les gaines accusent déjà un certain déficit. La croissance est désormais plus lente. Quand la plupart des limbes seront développés (stade III), l'étude des taux donne une courbe similaire à la courbe normale, mais les taux sont plus faibles et la tendance générale est modifiée, si bien que le taux du milieu des limbes n'est plus horizontal; il présente un maximum pour le limbe de l'épi femelle. Très vite les taux vont s'effondrer; les feuilles jaunissent et la plante construira difficilement son épi femelle.

([1]) J. Carles, L. Soubiès et R. Gadet, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 808.

([2]) J. Carles, L. Soubiès, R. Gadet et P. Maury, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 80.

(*Laboratoire de Physiologie végétale, Institut Catholique de Toulouse.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur la possibilité de stimuler la prolifération de tissus végétaux en les associant en culture* in vitro *à des tissus appartenant à une autre espèce*. Note de M. **Louis Duhamet**, présentée par M. Lucien Plantefol.

Lorsqu'on associe dans un même tube de culture des tissus normaux de Ronce et des tissus de crown-gall de Scorsonère, on constate que la prolifération de ces derniers est stimulée.

Au cours de nos recherches sur la nutrition des tissus végétaux, nous avons tenté d'activer la prolifération de petits fragments en les soumettant à l'action de substances produites par d'autres explantats provenant d'une espèce différente.

Nous avons utilisé comme matériel les tissus de la souche de Ronce isolée par Morel et ceux de la souche de crown-gall de Scorsonère isolée par Gautheret, qui sont l'une et l'autre capables de proliférer indéfiniment en absence d'auxine.

Nous avons réalisé un essai préliminaire avec trois séries de six tubes contenant le même milieu glucosé et gélosé : les tubes de la série A ont reçu chacun quatre explantats cubiques de 18 mg découpés dans des colonies de tissus de crown-gall de Scorsonère, les tubes de la série B un fragment du même tissu pesant 125 mg environ entouré de quatre explantats de 18 mg placés à quelques millimètres, les tubes de la série C enfin un fragment de tissu de Ronce de 125 mg et quatre explantats de tissus de crown-gall de Scorsonère pesant 18 mg disposés comme précédemment (*fig.* 1).

Au bout de quatre semaines, nous avons pesé les fragments de tissus de Scorsonère cultivés dans ces trois conditions et constaté que leur croissance (exprimée par les poids finaux moyens frais et secs) était sensiblement identique dans les conditions A et B, tandis que dans les tubes de la série C la prolifération était nettement supérieure. En raison de la grande variabilité des croissances des petits explantats [1], nous avons exprimé les résultats par des graphiques où les croissances individuelles de chacun d'eux sont figurées. Quel que soit le mode de représentation utilisé, il est clair que les tissus de Ronce favorisent la croissance des tissus tumoraux de Scorsonère. Cette action doit être due à la libération de substances stimulantes dans le substrat nutritif.

Un deuxième essai fut réalisé en plaçant sur le milieu de culture gélosé des lames parallélépipédiques ($6 \times 6 \times 2$ mm) découpées dans un tissu et sur lesquelles on déposait des fragments cubiques de 2,5 mm de côté, constitués par le même tissu ou par un tissu différent. La figure 2 représente la disposition des explantats et permet d'apprécier la croissance

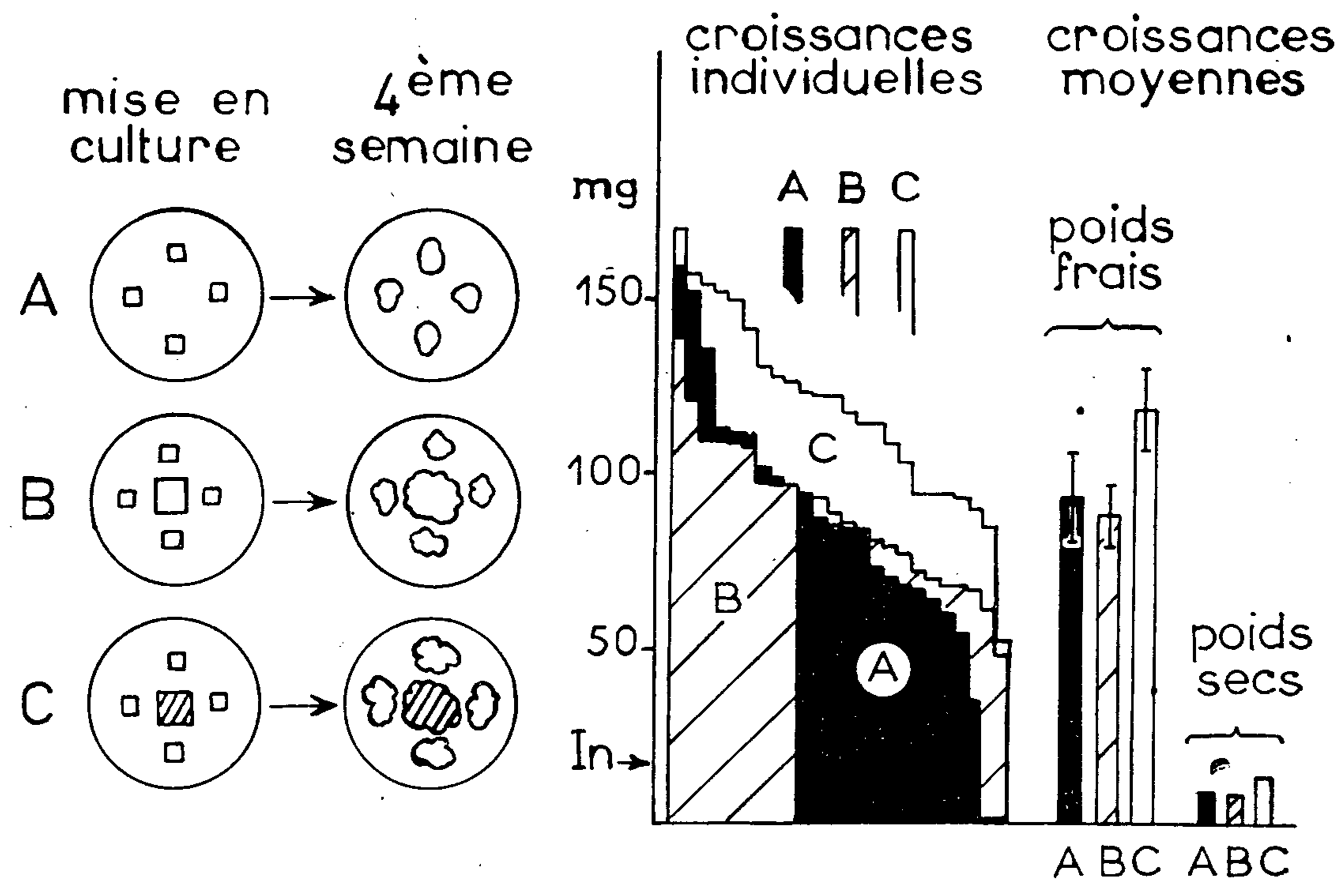


Fig. 1. — Croissance d'explantats de tissus de crown-gall de Scorsonère pesant initialement 18 mg et ensemencés, soit seuls (A), soit au voisinage d'un fragment cubique plus volumineux (d'un poids de 125 mg environ) constitué par le même tissu (B) ou par celui de la souche de Ronce (C).

Les schémas indiquent la disposition des fragments dans les tubes lors de l'ensemencement, puis au bout de 4 semaines. Les diagrammes représentent les croissances individuelles des explantats placés dans les trois conditions A, B et C. Les croissances individuelles ou moyennes (en poids frais ou en poids secs) sont exprimées par les poids finaux des fragments. Les segments indiquent l'approximation, pour le poids final moyen frais, calculée par le t de Student-Fisher pour le seuil de probabilité de 0,05.

Sur les schémas, les tissus normaux de Ronce sont figurés en hachuré et les tissus de crown-gall de Scorsonère en blanc. In=poids initial moyen des petits explantats de tissus de crown-gall de Scorsonère.

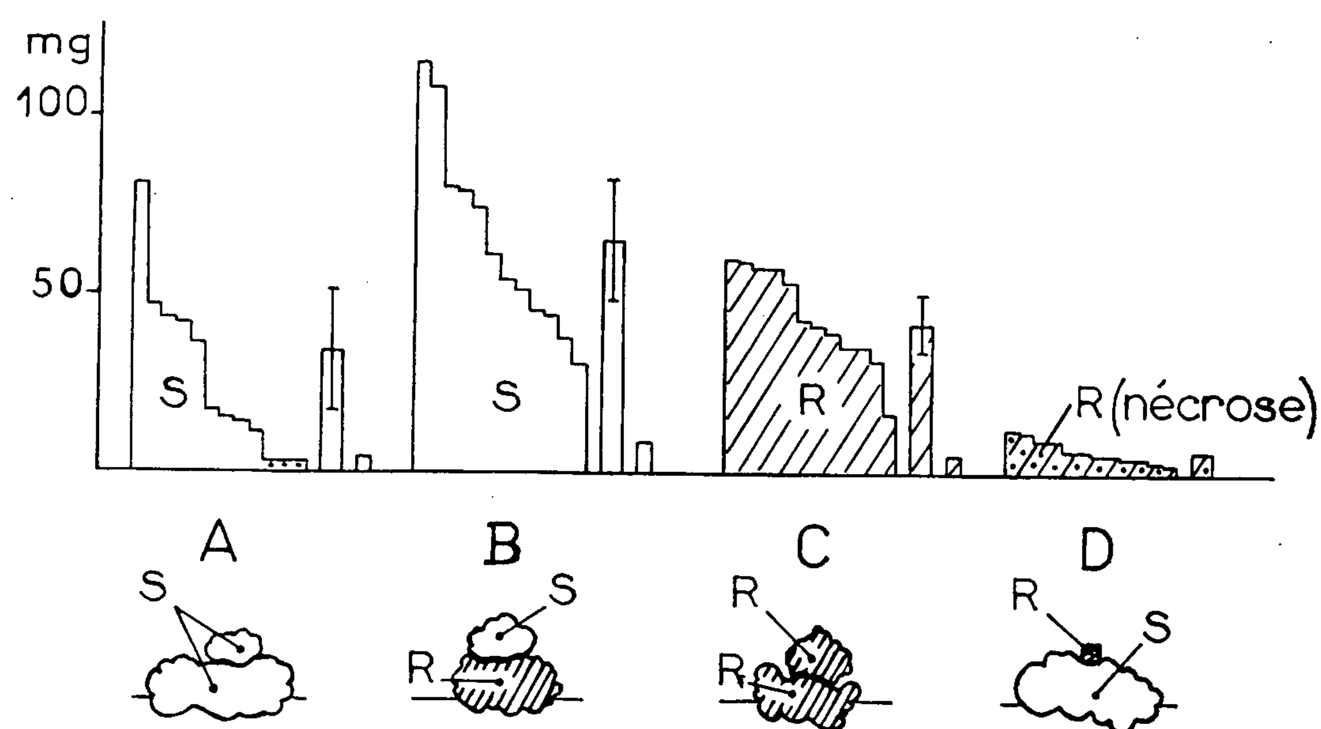


Fig. 2 — Croissance d'explantats cubiques de 2,5 mm de côté découpés dans des colonies de crown-gall de Scorsonère ou de Ronce et cultivés sur des lames de tissus de même nature ou provenant de tissus d'une espèce différente.

Les schémas montrent l'aspect des tissus après 5 semaines de culture. Les diagrammes représentent les croissances individuelles des fragments de tissus de crown-gall de Scorsonère (A et B) ou de Ronce (C et D) placés sur des lames de tissu de crown-gall (A et D) ou de tissu de Ronce (B et C). A droite de chaque diagramme sont figurées les croissances moyennes exprimées de la même manière que que dans la figure 1 en poids frais et en poids secs.

En hachuré : tissus normaux de Ronce (R); *en blanc :* tissus de crown-gall de Scorsonère (S).

de fragments cubiques de tissus de crown-gall de Scorsonère (A et B) ou de tissus normaux de Ronce (C et D) posés sur des lames de tissus appartenant ou non à la même espèce (*fig.* 2).

On constate que les tissus de crown-gall de Scorsonère prolifèrent mieux sur une base constituée par des tissus de Ronce (B) que sur une lame de tissu de même nature (A). Si l'on réalise le dispositif inverse, on remarque que les fragments cubiques de Ronce peuvent pousser sur une lame de tissu de la même espèce (C) tandis qu'ils se nécrosent sur une lame de tissus de crown-gall de Scorsonère (D).

Les tissus de Ronce ([2]) sont donc capables de stimuler la prolifération des tissus de crown-gall de Scorsonère, mais l'action réciproque ne se produit pas; bien au contraire les tissus de crown-gall de Scorsonère paraissent toxiques pour les tissus de Ronce.

Nos résultats suggèrent que les tissus de Ronce renfermeraient des principes excito-formateurs que nous avons tenté d'extraire afin de vérifier cette hypothèse.

([1]) L. DUHAMET, *Année Biol.*, 31, 1955, p. 123-143.

([2]) Signalons que d'autres tissus, ceux de la souche de Carotte de Gautheret, par exemple, sont susceptibles, dans certaines conditions, d'activer également la croissance des tissus de crown-gall de Scorsonère.

PHYSIOLOGIE CELLULAIRE. — *Influence des ultrasons de différentes fréquences sur la réduction du nitrate d'argent par les cellules foliaires d'*Elodea *et de* Mnium. Note de M. **ROBERT PFIRSCH**, présentée par M. Raoul Combes.

L'action des ultrasons de différentes fréquences sur les cellules foliaires d'*Elodea* se traduit par une diminution du pouvoir réducteur des cellules. On constate une inversion de l'ordre d'efficacité des fréquences suivant la présence ou l'absence de cavitation. Les résultats sont superposables à ceux obtenus par l'action des ultrasons sur la cyclose.

Au cours d'une étude de l'action ultrasonore sur la cyclose des cellules foliaires d'*Elodea* ([1]) nous avons mis en évidence une relation entre le type de tourbillon formé dans la cellule et la fréquence utilisée. Nous avons cherché à vérifier cette relation par l'étude de l'action ultrasonore sur le pouvoir réducteur des cellules. La réduction du nitrate d'argent par la cellule, observée dès 1882 par Lœw et Bokorny ([2]), a été étudiée ou utilisée comme test par de très nombreux chercheurs.

Pour la mesure du pouvoir réducteur, nous plaçons les feuilles, après traitement aux ultrasons, entre lame et lamelle dans une solution à 10 % de nitrate d'argent. La réduction se manifeste par un noircissement progressif de l'ensemble des cellules situées dans le champ du microscope.

L'oculaire du microscope est remplacé par une cellule photoélectrique reliée à un galvanomètre à miroir. Les valeurs relevées sur ce galvanomètre donnent une courbe représentant la quantité de nitrate d'argent réduite par les cellules en fonction du temps.

Dans les expériences qui suivent nous utilisons à intensité égale les fréquences de 350, 1 000 et 3 000 kc. Les feuilles des plantes sont immergées dans un récipient cylindrique rempli d'eau, disposé sur le quartz. Le passage d'une fréquence à l'autre se fait par la substitution du quartz. L'intensité ultrasonore utilisée est suffisante pour déclencher la cavitation de l'eau. Cette intensité est réglée pour la fréquence de 3 000 kc et mesurée dans le récipient d'eau par un pendule de torsion. Pour les différentes fréquences nous cherchons à obtenir une même pression de radiation.

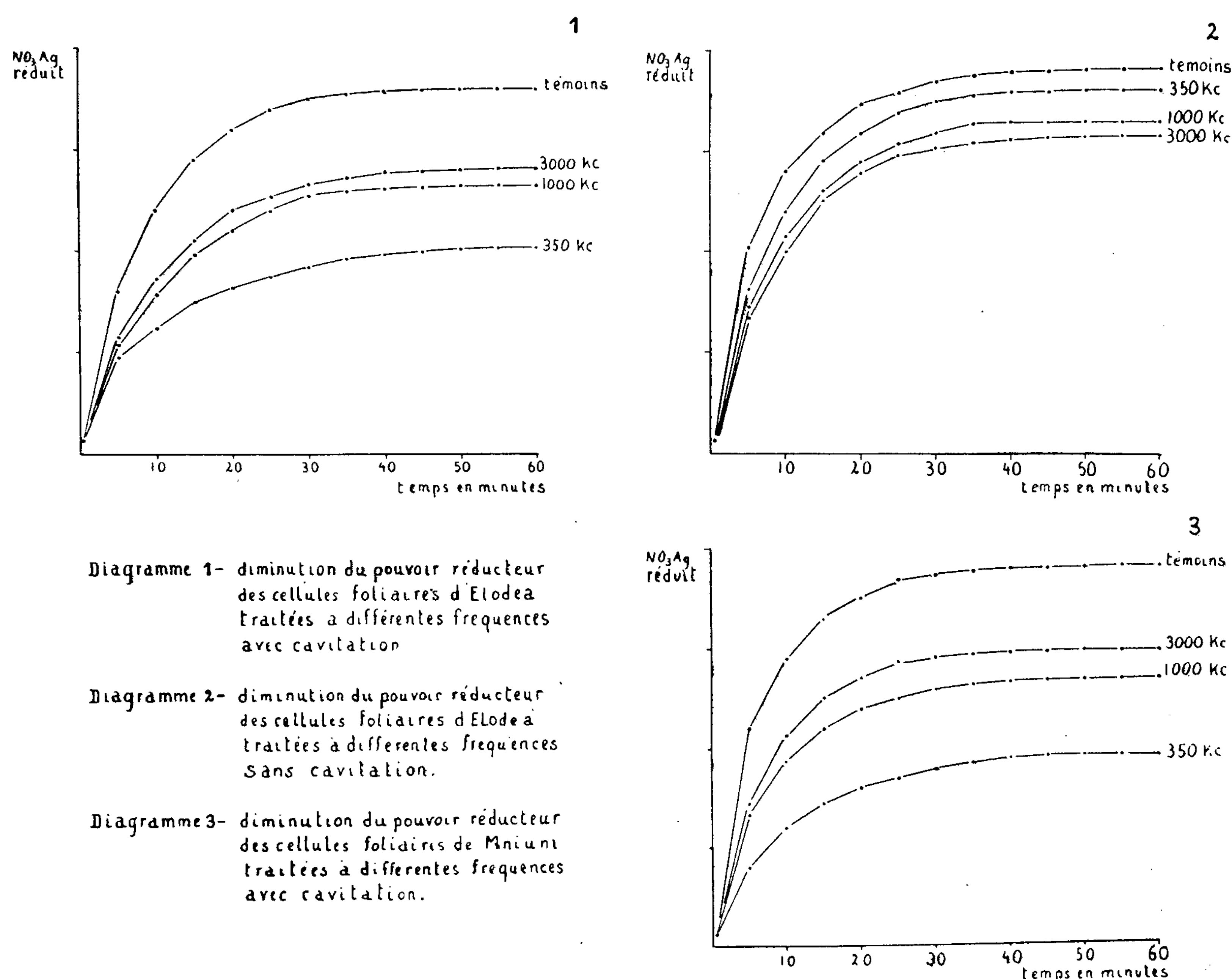


Diagramme 1- diminution du pouvoir réducteur des cellules foliaires d'Elodea traitées à différentes fréquences avec cavitation

Diagramme 2- diminution du pouvoir réducteur des cellules foliaires d'Elodea traitées à différentes fréquences sans cavitation.

Diagramme 3- diminution du pouvoir réducteur des cellules foliaires de Mnium traitées à différentes fréquences avec cavitation.

Dans le but d'éclaircir le rôle de la cavitation durant le traitement des plantes, nous avons prévu deux conditions expérimentales : dans le premier cas les feuilles immergées librement dans le récipient se trouvent soumises à l'action des bulles de cavitation, dans le deuxième cas les feuilles sont disposées au fond du récipient et sont recouvertes par une lamelle, la cavitation fait ainsi défaut au niveau des feuilles.

Dans une première série d'expériences nous irradions aux différentes

fréquences des feuilles d'*Elodea*. En cas de cavitation nous constatons que chaque fréquence exerce une action sur les cellules se traduisant par une diminution du pouvoir réducteur. Les résultats obtenus, portés sur un diagramme (1), montrent que ces différentes fréquences, à même intensité, exercent une action différente. L'effet le plus important, comparé au témoin non traité, est obtenu avec la fréquence de 350 kc, viennent ensuite en ordre décroissant les fréquences de 1 000 et 3 000 kc. En reprenant les mêmes expériences et en supprimant l'action de la cavitation, nous constatons encore, bien que moins importante, une diminution du pouvoir réducteur (diagramme 2). La différence essentielle porte sur le rôle des différentes fréquences, leur ordre se trouve inversé, à 3 000 kc l'action devient la plus importante, viennent ensuite les fréquences de 1 000 et 350 kc.

Nous avons tenté, d'autre part, de faire la même étude sur des feuilles de *Mnium ondulatum*. Les valeurs relevées, en cas de cavitation, portées sur un diagramme (3), sont presque superposables aux résultats obtenus, dans les mêmes conditions expérimentales, avec des feuilles d'*Elodea*. Par contre, les résultats obtenus en l'absence de cavitation ne sont pas comparables à ceux obtenus dans les mêmes conditions avec *Elodea*. Ils ne révèlent pas de différence significative par rapport aux feuilles témoins non irradiées.

Dans nos expériences antérieures sur la cyclose nous avons montré que l'action des ultrasons d'une fréquence donnée est subordonnée au type de tourbillon engendré par la vibration dans la cellule; tourbillon intense en cas de cavitation, tourbillon faible en absence de cavitation. En comparant les résultats obtenus par l'action des ultrasons sur la cyclose et sur le pouvoir réducteur des cellules foliaires d'*Elodea* nous constatons que l'ordre d'efficacité des fréquences est le même dans les deux cas et dans les deux conditions expérimentales : présence ou absence de cavitation. L'inversion d'efficacité des fréquences se présente de la même manière dans les deux tests.

(1) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 786.
(2) O. Loew et T. Bokorny, *Die chemische Kraftquelle im Protoplasma*, Munchen, 1882.

EMBRYOGÉNIE VÉGÉTALE. — *Primulacées. Développement de l'embryon chez le* Primula Auricula *L.* Note de Mme **Marie Veillet-Bartoszewska**, présentée par M. René Souèges.

Le *Primula Auricula* L. se rattache au type embryonomique du *Samolus Valerandi* L. qui semble caractériser les Primulacées et les Éricacées, d'après les résultats déjà connus. Ici, cependant, les premières divisions dans la partie cotylée sont anticlines et le dermatogène se différencie plus tardivement que chez l'archétype.

L'embryogénie des Primulacées n'a encore fait l'objet que d'un petit nombre de travaux; le mode de développement de l'embryon n'a été suivi avec précision que chez le *Samolus Valerandi* L. [1] et chez l'*Anagallis pumila* Swartz [2]. Ces deux espèces présentent le même type embryonomique. On peut se demander si ce type caractérise la famille des Primulacées; la réponse à cette question nécessite de nombreuses investigations sur un grand nombre de genres et d'espèces appartenant à cette famille. Nous donnons ici les résultats de nos recherches sur le *Primula Auricula* L. Notre matériel provient du Jardin botanique de la Faculté de Pharmacie de Paris.

Le proembryon bicellulaire (*fig.* 1) donne naissance à une tétrade *première* linéaire en C_2 (*fig.* 2). Les éléments provenant de la cellule basale, *cb*, du proembryon bicellulaire subissent un petit nombre de divisions transversales pour former la partie inférieure du suspenseur : ils ne prennent aucune part à l'édification de l'embryon proprement dit. La cellule apicale, *ca*, du proembryon bicellulaire se divise en deux éléments superposés, *cc* et *cd*, puis donne naissance à une tétrade *seconde* en A_2 (*fig.* 3 et 4). La cellule inférieure, *ci*, de cette tétrade se divise transversalement en deux éléments, *n* et *n'* (*fig.* 5 et 6); l'inférieur, *n'*, donne naissance à un petit nombre d'étages superposés qui forment la partie supérieure du suspenseur; la cellule *n* subit un certain nombre de divisions verticales (*fig.* 12, 14, 16 et 17), puis ses éléments se cloisonnent transversalement pour donner naissance à la partie médiane de la coiffe.

La cellule intermédiaire, *m*, de la tétrade seconde se divise en deux, puis en quatre éléments circumaxiaux (*fig.* 6 à 12). Chacun de ces éléments prend des cloisons verticales, puis horizontales pour former deux étages de cellules (*fig.* 14, 15, 16 et 17). L'étage supérieur forme une partie de la région hypocotylée; l'étage inférieur contribue, par ses éléments périphériques, à la formation de la coiffe et donne naissance, dans sa partie centrale, aux initiales du périblème et du plérome de la racine. Ces initiales peuvent s'isoler par une cloison en verre de montre (*fig.* 18), comme il est de règle chez le *Samolus Valerandi* [3]; mais cette cloison apparaît ici plus tardivement que chez le *Samolus*.

Les deux cellules juxtaposées de l'étage supérieur, *cc*, de la tétrade seconde se divisent pour former quatre quadrants, *q*, circumaxiaux (*fig.* 6 et 7), puis deux étages d'octants, *l* et *l'* (*fig.* 8 et 9). Les octants inférieurs, *l'*, donnent la plus grande partie de l'hypocotyle; ils prennent tout d'abord des cloisons verticales qui séparent les trois histogènes alors que l'étage ne comporte encore qu'une seule couche de cellules. Les octants supérieurs, *l*, donnent naissance à la région cotylée *sensu lato*; les premières cloisons qui apparaissent dans cet étage sont anticlines, à direction tantôt verticale (*fig.* 11 et 12, à droite), tantôt horizontale (*fig.* 11 et 12, à gauche) et le

dermatogène ne se différencie qu'après plusieurs autres divisions; au contraire, chez le *Samolus Valerandi*, le dermatogène est isolé très tôt par les premières divisions, périclines, des octants supérieurs. Chez le *Primula Auricula*, lorsque la première division anticline est à direction horizontale, il est possible qu'elle sépare d'emblée la région épicotylée de la partie cotylée *sensu stricto*.

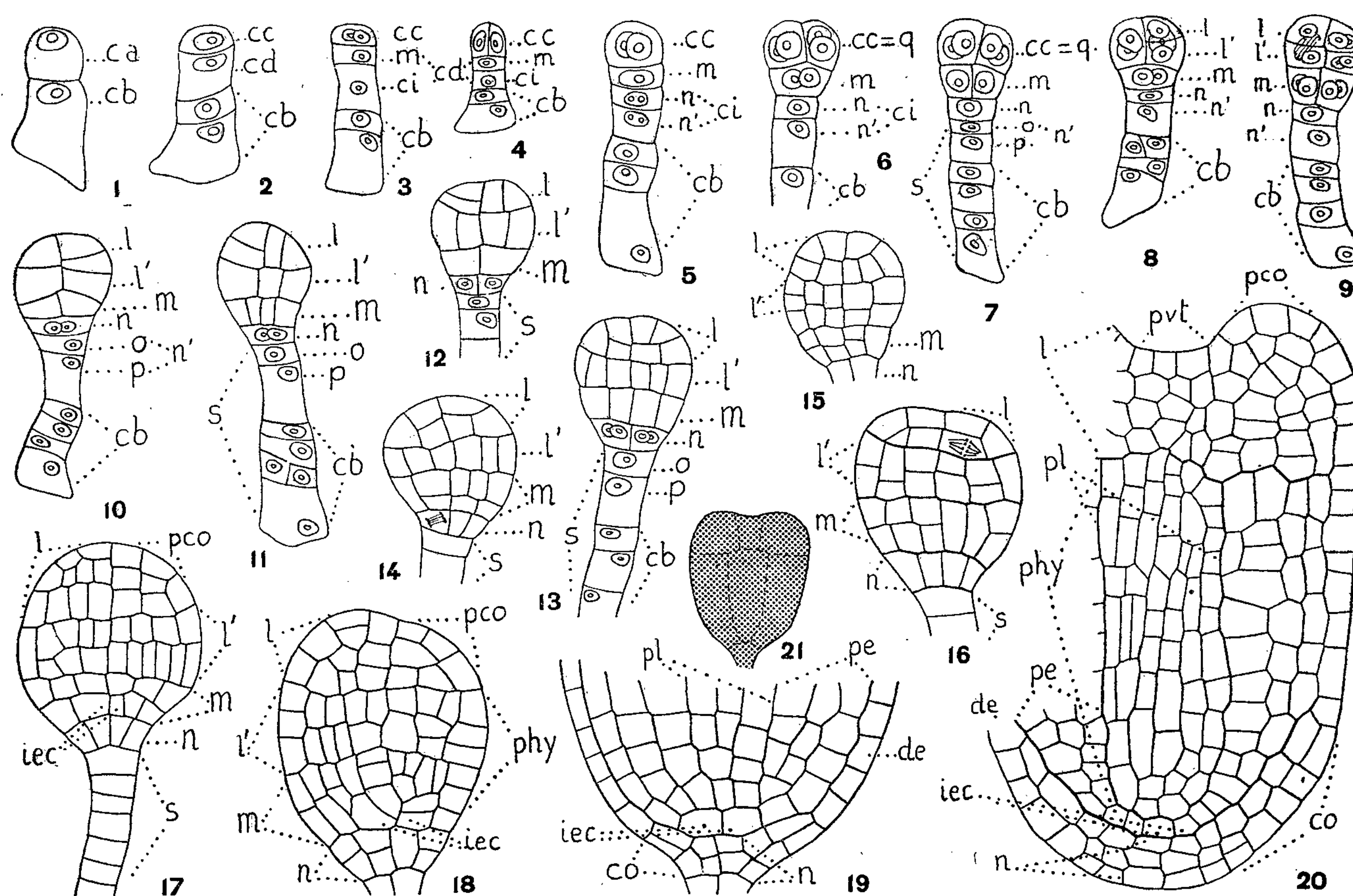


Fig. 1 à 21. *Primula Auricula* L. — Les principaux termes du développement de l'embryon. *ca*, cellule apicale et *cb*, cellule basale du proembryon bicellulaire; *cc*, cellule-fille supérieure de *ca*; *cd*, cellule-fille inférieure de *ca*; *q*, quadrants; *l*, octants supérieurs ou partie cotylée *sensu lato*; *l'*, octants inférieurs ou partie supérieure de l'hypocotyle; *m*, cellule-fille supérieure de *cd*, ou partie inférieure de l'hypocotyle; *ci*, cellule-fille inférieure de *cd*; *n*, cellule-fille supérieure de *ci*, formant la portion médiane de la coiffe, *co*; *n'*; cellule-fille inférieure de *ci*; *o* et *p*, cellule-filles de *n'* qui forment la partie supérieure du suspenseur; *pco*, partie cotylée *sensu stricto*; *pvt*, point végétatif de la tige; *phy*, région hypocotylée; *de*, dermatogène; *pe*, périblème; *pl*, plérome; *iec*, initiales de l'écorce au sommet radiculaire; *s*, suspenseur. En 21, schéma de l'embryon dessiné en 19. G = 270 (90 pour la figure 21).

Cette description concerne la formation de l'embryon normal du *Primula Auricula*, mais on observe, dans cette espèce, la présence assez fréquente de proembryons anormaux, incapables de se développer complètement, et l'existence de polyembryons qui ont fait l'objet d'une autre publication (4).

Le mode de construction de l'embryon normal, chez le *Primula Auricula*, est du même type que chez le *Samolus Valerandi*; on remarque cependant l'apparition plus tardive du dermatogène dans les octants supérieurs où les premières divisions sont anticlines. On constate aussi que les initiales

de la stèle et de l'écorce au sommet radiculaire se différencient plus tardivement, alors que l'étage *m* comprend déjà deux couches de cellules.

Le *Primula Auricula* se range dans la deuxième période de la classification embryogénique, puisque la cellule basale, *cb*, du proembryon bicellulaire n'intervient aucunement dans l'édification de l'embryon proprement dit. Dans cette période, il appartient au mégarchétype III, d'après les destinées de la cellule *cd*, fille inférieure de *ca* : $cd = 1/2\ phy + iec + icc + co + s$ (en partie). Cette espèce se rattache donc, de même que l'*Anagallis pumila*, à l'archétype du *Samolus Valerandi* qui paraît ainsi caractériser les Primulacées. Rappelons que les seules Éricacées actuellement connues au point de vue embryogénique, le *Pyrola rotundifolia* L. [5] et le *Rhododendron ferrugineum* L. [6], suivent également ce mode de développement. C'est là un indice fort intéressant de parenté entre ces deux familles, mais il est encore prématuré d'en tirer des conclusions générales.

(1) R. Souèges, *Comptes rendus*, 204, 1957, p. 145.
(2) M. V. S. Raju, *Proc. Ind. Acad. Sc.*, 36, n° 1, Sect. B, 1952, p. 40.
(3) R. Souèges, *Embryogénie et Classification*, fasc. 2, Paris, Hermann et Cie, 1939, p. 70.
(4) M. Veillet-Bartoszewska, *Bull. Soc. bot. Fr.*, 104, 1957, séance du 8 novembre (sous presse).
(5) R. Souèges, *Comptes rendus*, 209, 1939, p. 635.
(6) M. Veillet-Bartoszewka, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1952.

(*Laboratoire de Botanique générale de la Faculté de Pharmacie de Paris.*)

MORPHOLOGIE VÉGÉTALE. — *Rythme du développement d'une Pulmonaire* (Pulmonaria ovalis *Bast.*)*; évolution des bourgeons*. Note de M. **Gaston Bersillon**, présentée par M. Lucien Plantefol.

Un pied de Pulmonaire est formé par une succession de pousses dont le développement complet dure deux ans. Purement végétative la première année, chacune de ces pousses produit ensuite des inflorescence terminales et latérales qui s'épanouissent à la fin de la seconde année, au sommet de tiges florifères. Le développement des bourgeons axillaires sur une telle pousse présente une *mésotonie* très nette.

Les Pulmonaires présentent un dimorphisme foliaire assez accusé : feuilles sessiles, étagées le long des tiges florifères, et feuilles longuement pétiolées réunies en faisceaux sur des tiges courtes. Cette description, donnée dans les Flores, conduit à distinguer deux sortes de pousses, les unes fertiles, les autres purement végétatives; mais elle ne précise pas quels sont les rapports entre ces deux types (origine, position relative, etc.).

Au printemps (*fig.* 1) les tiges florifères portent des fleurs épanouies à leur sommet. Les pousses végétatives ont un axe court terminé par un

apex saillant (*a.*) en pleine activité; les bourgeons axillaires (*b. ax.*) sont très petits, certains à l'état de primordiums.

A l'automne (*fig.* 2) les tiges florifères ont disparu : leur chute laisse des cicatrices à la surface du rhizome (*c. t. f.*). Les pousses dites végétatives (pousse 1957, sur la figure) ont achevé leur développement, mais les bourgeons ne sont pas tous identiques et, selon le degré de développement qu'ils atteignent, on peut diviser la pousse qui les porte en quatre zones étagées de bas en haut.

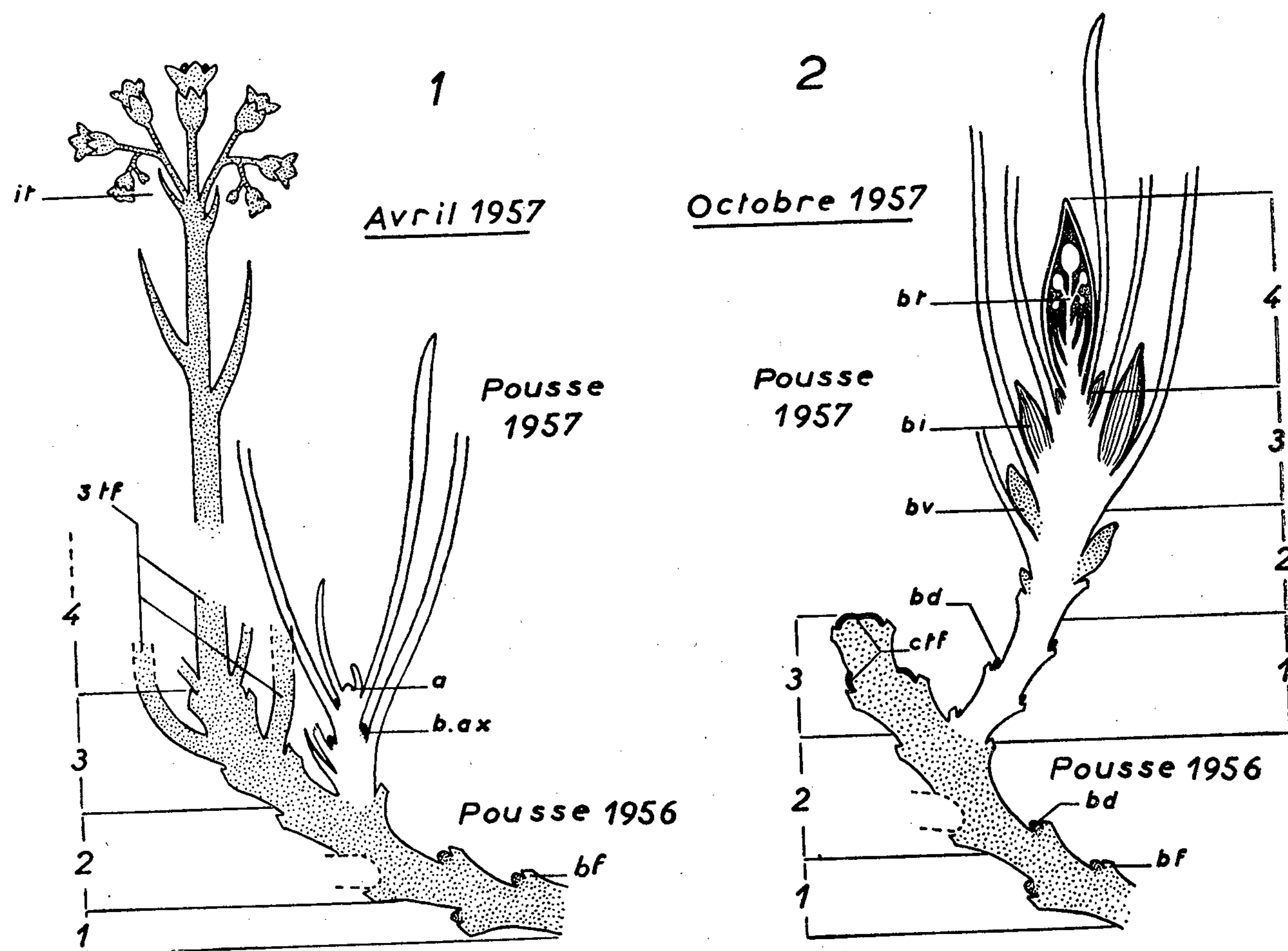


Fig. 1. — Aspect de la plante au printemps (figure demi-schématique). En grisé, pousse de 1956. 2, 3, 4, zones définies d'après l'état des bourgeons à l'automne précédent (comparer avec la figure 2); *i. t.*, inflorescence terminale (cyme multipare : fleur terminale surmontant des cymes axillaires); 3, *t. f.*, trois tiges florifères; *b. f.*, base foliaire. En blanc, pousse de 1957, végétative; *b. ax.*, bourgeon axillaire; *a*, apex.

Fig. 2. — Aspect de la plante en automne. En blanc, pousse de l'année. 4, bourgeon terminal (*b. t.*); 3, zone des bourgeons inflorescentiels (*b. i.*); 2, zones des bourgeons végétatifs (*b. v.*); 1, zone des bourgeons dormants (*b. d.*). En grisé, pousse de 1956; *c. t. f.*, cicatrices des tiges florifères; 1, 2, 3, zones homologues de celles définies sur la pousse de 1957.

Zone 1 : Zone des *bourgeons dormants.* A l'aisselle des bases foliaires les bourgeons sont minuscules (*b. d.*), ne dépassant pas 2 mm de haut (*fig.* 3).

Zone 2 : Zone des *bourgeons végétatifs.* A partir de la zone 1, la taille des bourgeons croît progressivement du bas vers le haut pour atteindre enfin 10-13 mm (*fig.* 3); l'axe du bourgeon est terminé par un apex saillant.

Zone 3 : Zone des *bourgeons inflorescentiels*. Ces bourgeons ont un axe terminé par une inflorescence plus ou moins développée; leur taille décroît du bas vers le haut (*fig.* 3). En outre, le développement d'une inflorescence est d'autant plus avancé que le bourgeon auquel elle appartient est inséré plus loin du sommet de la pousse. Dans cette zone, à l'inverse de la précédente, croissance et développement des bourgeons progressent selon un ordre acropète. Dans la partie supérieure de la zone, bourgeons très petits ne présentant aucune tendance à la floraison.

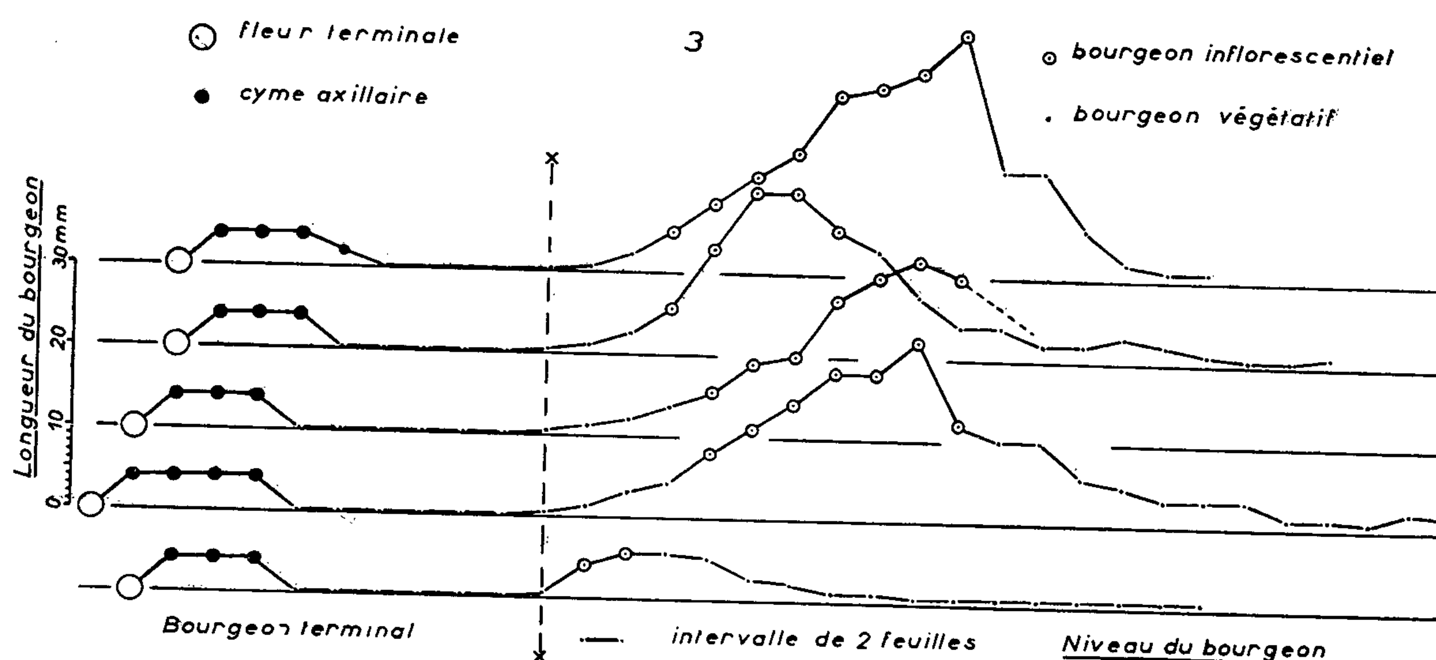


Fig. 3. — Taille des différents bourgeons axillaires en fonction de leur niveau sur la pousse (octobre 1957). L'alignement des différentes courbes a été fait en prenant comme repère la base du bourgeon terminal (axe d'ordonnées en trait interrompu, limité par deux croix).

Zone 4 : C'est un véritable *bourgeon terminal*. Les feuilles sont serrées les unes contre les autres; à leur aisselle les bourgeons secondaires sont à peu près inexistants. L'inflorescence terminale, complètement formée, est plus développée que toutes les inflorescences latérales.

Donc, à l'automne, sur cette pousse, le développement des bourgeons axillaires est maximum dans la région moyenne (mésotonie).

En 1958 la pousse de 1957 présentera le même aspect que présentait, en 1957, la pousse de 1956 (*voir* les figures). Au printemps 1958, le bourgeon terminal et les bourgeons inflorescentiels s'allongeront en tiges florifères portant des fleurs épanouies; les bourgeons végétatifs deviendront de jeunes pousses qui atteindront leur développement maximum à l'automne 1958, alors que les tiges florifères seront, depuis plusieurs mois déjà, fanées et tombées.

De la pousse de 1957, il ne reste désormais que l'axe, défeuillé, amputé de la zone 4 (chute de la tige florifère terminale); sur la zone 3 se voient les cicatrices des tiges florifères; la zone 2 porte des ramifications, pousses de 1958; aucun changement dans la zone 1 : les bourgeons restent dormants. Cet axe défeuillé devient un élément du rhizome de la plante.

L'évolution d'une pousse (celle de 1958, par exemple) dure deux années entières :

— avril 1957 : primordium gemmaire (naissance de la pousse (*b. ax.*, *fig.* 1);

— octobre 1957 : bourgeon axillaire vigoureux (*b. v.*, *fig.* 2);

— avril 1958 : jeune pousse feuillée (comparer pousse 1957, *fig.* 1);

— octobre 1958 : développement maximum (comparer pousse 1957, *fig.* 2);

— avril 1959 : épanouissement des fleurs.

Caractères particuliers du développement des pousses. — La formation d'une inflorescence terminale a lieu régulièrement 15 à 18 mois après la naissance de la pousse (exception faite de quelques rares pousses peu vigoureuses). La formation de l'inflorescence terminale précède celle des inflorescences axillaires.

Les bourgeons inflorescentiels latéraux sont localisés dans la région médio-supérieure de la pousse. Leur développement progresse selon un ordre acropète. Les bourgeons végétatifs, insérés dans la zone sous-jacente, se développent au contraire selon un ordre basipète. On observe deux zones d'inhibition, la première dans le bourgeon terminal lui-même au-dessous de l'inflorescence, l'autre dans la région basilaire de la pousse.

Tous ces faits sont l'expression d'une mésotonie très nette dans le développement des bourgeons.

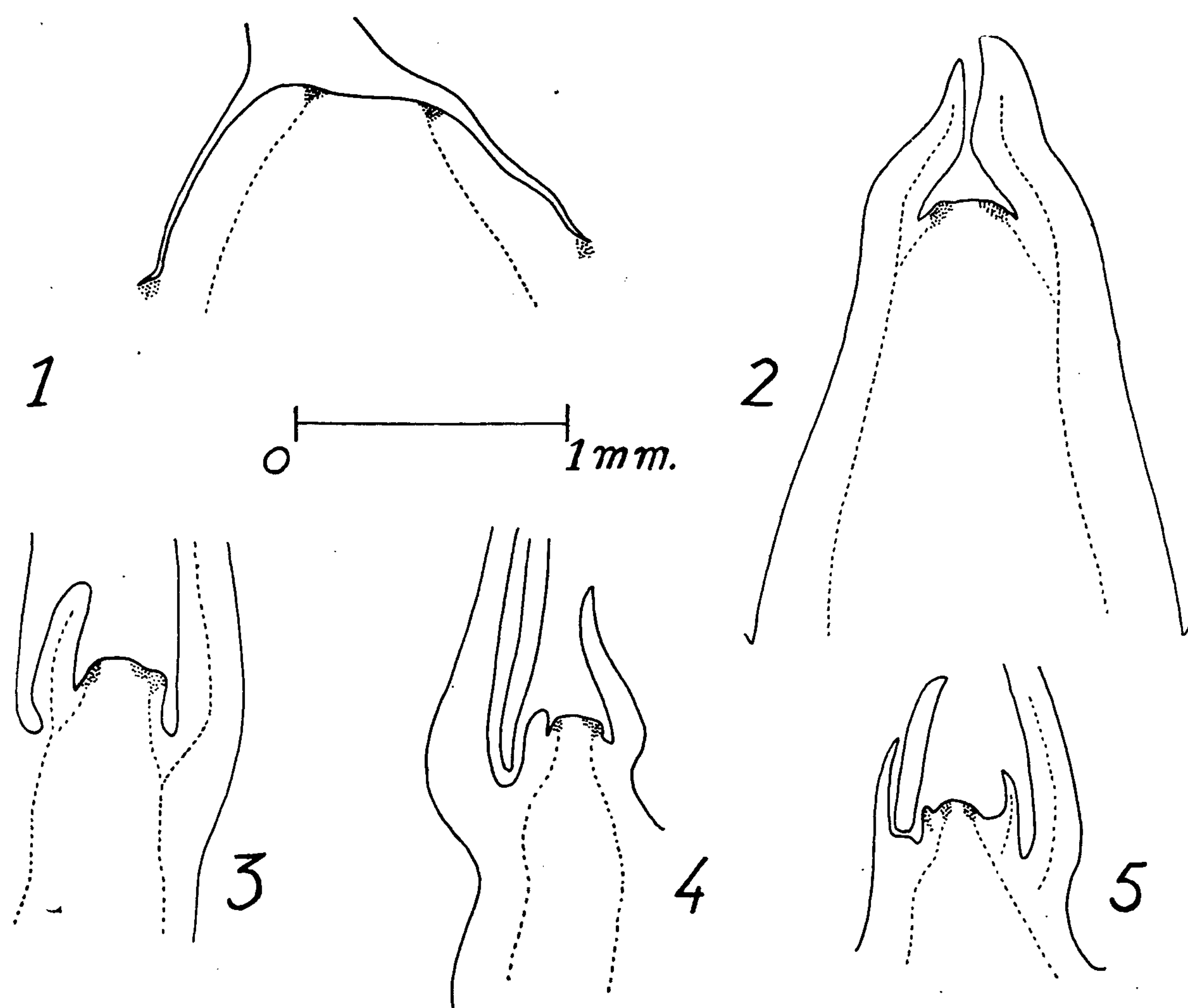
(*Laboratoire de Botanique de la Sorbonne.*)

MORPHOLOGIE VÉGÉTALE. — *Point végétatif du Châtaignier : évolution au cours de la première année.* Note de Mme **Madeleine Codaccioni**, présentée par M. Lucien Plantefol.

L'apex énorme contenu dans une châtaigne en automne possède déjà un anneau initial net après la formation des cotylédons. La taille de cet apex décroît dès les premiers stades de la germination, reste stationnaire lors de la croissance du jeune plant au printemps; sa diminution reprend en été, aboutissant à la mort du point végétatif à l'automne.

Les châtaignes formées dans les bogues au cours de l'été sont mûres en automne. Entre deux cotylédons chargés de réserve, la gemmule se présente comme un tronc de cône à base légèrement elliptique et de grandes dimensions (1,35 mm, 1,2 mm, 0,5 mm). Dès ce stade, on distingue [1] un anneau initial dont la section en coupe longitudinale (*fig.* 1), comporte de 15 à 20 cellules. En forme classique de tore, cet anneau a un très large diamètre intérieur (0,25 mm) correspondant à une vingtaine de cellules. A l'aisselle des cotylédons, deux zones méristématiques formeront les premiers bour-

geons axillaires. Le procambium est déjà bien différencié et l'amidon abondant sauf dans les cellules de l'anneau initial, les cellules apicales et procambiales. Les cellules apicales, pauvres en ribonucléoprotéines, en chromatine, en amidon sont grandes et manquent totalement d'activité. A la jonction du procambium de la plantule et de celui des cotylédons, il y a déjà présence de tannins.



Coupes longitudinales axiales de divers stades.
Fig. 1. — Octobre. Apex d'une graine mûre non germée.
Fig. 2. — Novembre. Apex d'une plantule après 20 jours de germination.
Fig. 3. — Janvier. Apex d'un jeune plant (pleine croissance).
Fig. 4. — Juin. Apex d'un jeune plant (ralentissement de la croissance).
Fig. 5. — Septembre. Apex inactif d'un plant de presque un an (arrêt de la croissance).

Dès le mois d'octobre, les châtaignes de l'été peuvent germer dans une étuve à 28°. La radicule sort de la graine et s'allonge, bien avant la sortie de la gemmule. Celle-ci se modifie pourtant et forme un axe épicotylé (*fig.* 2). L'anneau initial commence à fonctionner; sa section en coupe longitudinale reste la même, mais son diamètre intérieur diminue et passe de 0,25 à 0,07 mm en une vingtaine de jours, après production de quatre formations opposées décussées. Les parenchymes s'appauvrissent en amidon et s'enrichissent en tannins.

Durant la croissance de la jeune plante, l'aspect du point végétatif reste celui représenté par la figure 3. L'amidon disparaît de l'axe principal, tandis que les tannins envahissent les parenchymes. Cette période de croissance active est plus ou moins longue suivant le degré de vigueur du plant : 10 à 20 feuilles peuvent être formées, disposées suivant le mode orthotrope spiralé ([2]).

En fin de printemps la production de feuilles se ralentit. Des coupes pratiquées en juin montrent une réduction du diamètre de l'anneau initial (0,05 mm) et de sa section (*fig.* 4).

En septembre, à l'arrêt complet de la croissance, le diamètre intérieur de l'anneau initial se réduit à 0,04 mm, soit quatre cellules environ et sa section à une dizaine de cellules (*fig.* 5).

Ce point végétatif, qui ne donne jamais de floraison terminale, tombe avec les deux ou trois dernières feuilles formées; la croissance de l'année suivante se fera par le développement d'un ou de plusieurs bourgeons axillaires subterminaux.

Cette évolution de l'apex, en relation peut-être avec l'énormité de la graine, avec l'intense production de tannins, avec la non floraison terminale, nous permettra prochainement de mieux comprendre la phyllotaxie normale et anormale des jeunes plants de première année.

([1]) La détermination de l'état méristématique a été faite par comparaison des résultats obtenus sur des coupes d'échantillons fixés au Navachine, au Helly, au Regaud, avec coloration à l'hématoxyline. Le test de Brachet permettant la localisation des ribonucléoprotéines a été aussi utilisé ainsi que la répartition de l'amidon.

([1]) M. Codaccioni, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 905.

(*Laboratoire de Botanique de la Sorbonne.*)

ALGOLOGIE. — *Comportement de fragments anucléés de* Batophora Oerstedi, *J. Ag.* (*Dasycladacée*) *dans l'eau de mer contenant soit un acide aminé, soit une auxine.* Note de M[me] **Simone Puiseux-Dao**, présentée par M. Lucien Plantefol.

Sur des fragments d'Algues anucléés, il est possible de déceler des variations de croissance sous l'action d'acides aminés ou d'auxines dissous dans le milieu.

Dans la famille des Dasycladacées, l'appareil végétatif de la plupart des espèces reste à l'état uninucléé jusqu'à un stade de développement avancé, alors que la taille peut atteindre plusieurs centimètres (J. Haemmerling et ses élèves) : tel est le cas du *Batophora.* Avec ce matériel, il est facile d'obtenir des fragments de cellule dépourvus de noyaux comme

on le fait depuis longtemps avec les *Acetabularia* (J. Haemmerling, J. Brachet). Ces fragments sont formés de fins cylindres sur lesquels sont implantés des verticilles de poils beaucoup plus rapprochés qu'ils ne le sont chez les Acétabulaires; de telles portions de cytoplasme entourées de leurs membranes peuvent subsister deux à trois mois. Nous les avons placées dans différentes solutions et avons étudié leur croissance.

Les Algues que nous sectionnons proviennent de cultures de jeunes *Batophora* en pleine croissance dont les pousses ont environ 20 mm de longueur; elles se développent dans de l'eau de mer additionnée soit d'acide glutamique, soit de leucine, à la concentration de 0,01 g/l. La température est de 24° C environ et l'éclairement, approximativement de 1000 lx avec une photopériode 12-12. La taille des fragments varie suivant les lots de 4 à 8 mm; ils correspondent aux extrémités en croissance des plantes; après le sectionnement, ils séjournent 24 h dans de l'eau de mer pure avant d'être triés et soumis à l'expérimentation. Les milieux utilisés sont 100 ml, soit :

— d'eau de mer pure;

— d'eau de mer dans laquelle est dissous un acide aminé (leucine, tryptophane, méthionine) ou une amide (asparagine) à la concentration de 0,01 g/l (10^{-5});

— d'eau de mer additionnée d'une hormone de croissance (acide indole-acétique ou acide naphtalène-acétique).

Le test de croissance est un test de courbure analogue à celui employé par Went sur les coléoptiles d'Avoine. Une quarantaine de portions d'Algues sont choisies droites et posées horizontalement sur le fond de cristallisoirs de verre incolore; après quelque temps nous comptons combien de filaments sur quarante se sont incurvés, ce qui correspond à une élongation asymétrique due en principale part au phototropisme.

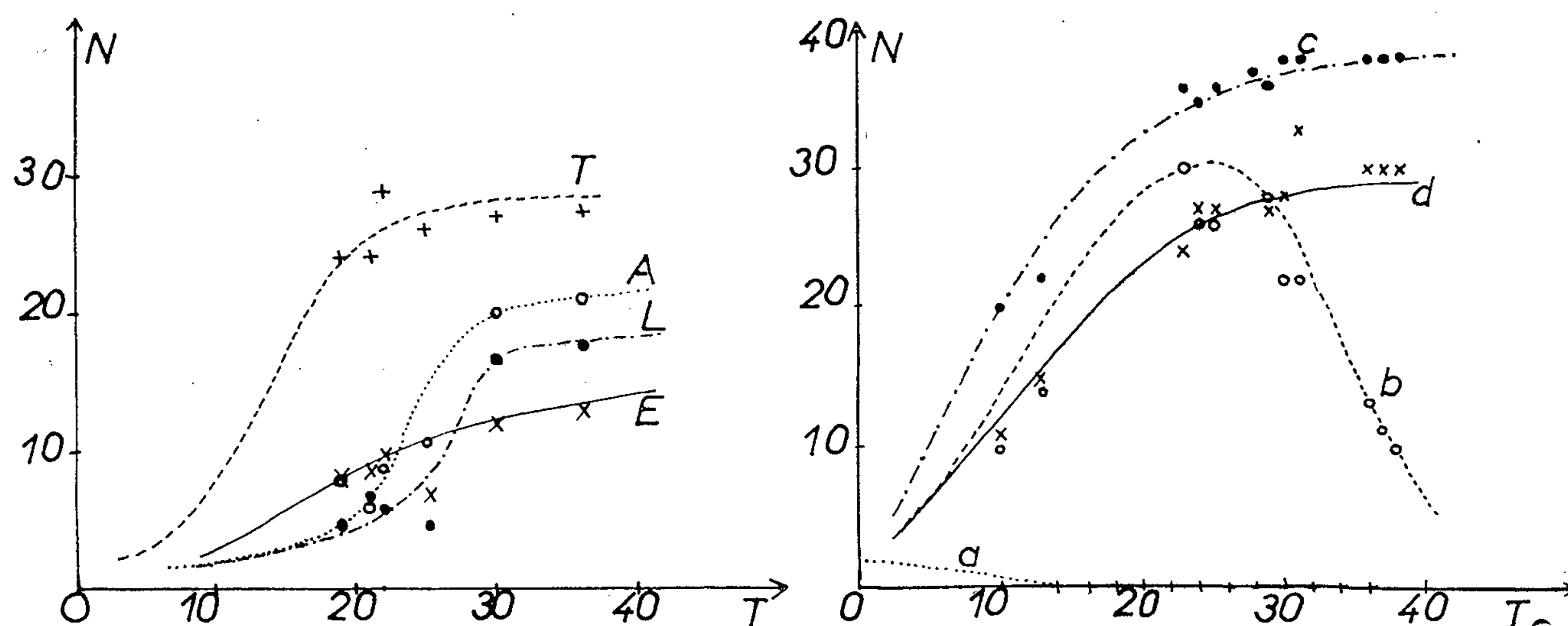
Les premiers résultats démontrent que des fragments de cellules privées de noyau sont capables de croître, ce qui concorde avec les travaux des écoles allemandes et belges sur les Acétabulaires. Dans ce cas, la croissance est généralement intercalaire, ce qu'on peut observer grâce aux poils; les réponses diffèrent en vitesse avec les solutions; nous les avons suivies pendant deux mois après le début de l'expérience.

Dans de l'eau de mer pure, les réactions de courbure apparaissent approximativement après cinq semaines; elles sont généralement de faible amplitude et une partie seulement du matériel se courbe de façon visible dans ces conditions avant la fin des mesures.

Si l'eau de mer contient soit de la leucine, soit de l'asparagine, soit de la méthionine à la concentration de 0,01 g/l, au bout d'un mois on peut voir des filaments incurvés. Le taux de réponses est déjà de l'ordre de 50 %

et atteint 75 à 85 % dans les dix jours qui suivent, en augmentant petit à petit.

Avec le tryptophane (0,01 g/l) dont le rôle favorable à la croissance est connu depuis longtemps, dès le 15e jour se produisent des courbures et 85 à 90 % de résultats positifs sont obtenus après un mois (courbe I).



T, temps en jours; N, nombre de filaments incurvés.

Courbe I : 35 filaments utilisés : T, tryptophane; A, asparagine; L, leucine; E, eau de mer.

Courbe II : 40 filaments utilisés; milieu : acide indole-acétique.

a = 0,01 g/l; b = 0,05 g/l; c = 0,0025 g/l; d = 0,0001 g/l.

Ces faits, témoignant de différences entre les diverses solutions, laissent penser que les acides aminés offerts sont absorbés par les fragments de cellules (des chromatogrammes d'acides aminés effectués avec des Algues entières nous ont montré que la leucine pénétrait dans les siphons et s'y accumulait) et sont incorporés dans des synthèses de protéines en ce qui concerne la leucine, l'asparagine et la méthionine et probablement d'auxines pour le tryptophane. Ces conclusions à propos de synthèses protéiniques possibles en l'absence de noyau sont conformes aux travaux des dernières années des écoles de J. Brachet et J. Haemmerling; la mort des morceaux d'Algues qui conclut ce type d'expériences après trois mois environ, indique bien que les possibilités synthétiques sont limitées.

Si dans de l'eau de mer se trouve une auxine, le problème devient tout autre. Les teneurs de 0,01 g/l ne sont plus intéressantes. En effet, l'acide indole-acétique est alors très toxique et les filaments dégénèrent en une semaine. L'acide naphtalène-acétique agit à ce taux comme un inhibiteur; il n'y a pratiquement pas de courbure et, même après un mois et demi, seuls quelques filaments peuvent s'incurver, alors que l'hormone n'est vraisemblablement plus active dans le milieu.

Par contre, pour des concentrations inférieures, les réactions deviennent positives. Pour l'acide-indole acétique des teneurs de 1 à 5 mg/l provoquent

des réponses de l'ordre de 60 à 65 % après 10 à 15 jours, atteignant 85 à 90 % la semaine suivante. Une certaine toxicité se manifeste encore avec la solution contenant 5 mg/l d'auxine, si bien que les plantules y meurent dès le 25e jour (courbe II).

Ce mode d'action rapide à concentration faible avec inhibition aux fortes concentrations, est très typique des hormones de croissance. Ces faits semblent démontrer tout d'abord que les auxines, connues comme actives surtout sur les Végétaux supérieurs, le sont aussi avec l'Algue marine utilisée, et de plus que le phénomène pur d'élongation cellulaire sous l'influence soit de l'acide indole-acétique, soit de l'acide naphtalène-acétique, est relativement indépendant du noyau, ce que laissaient prévoir les idées actuelles sur les phénomènes auxiniques.

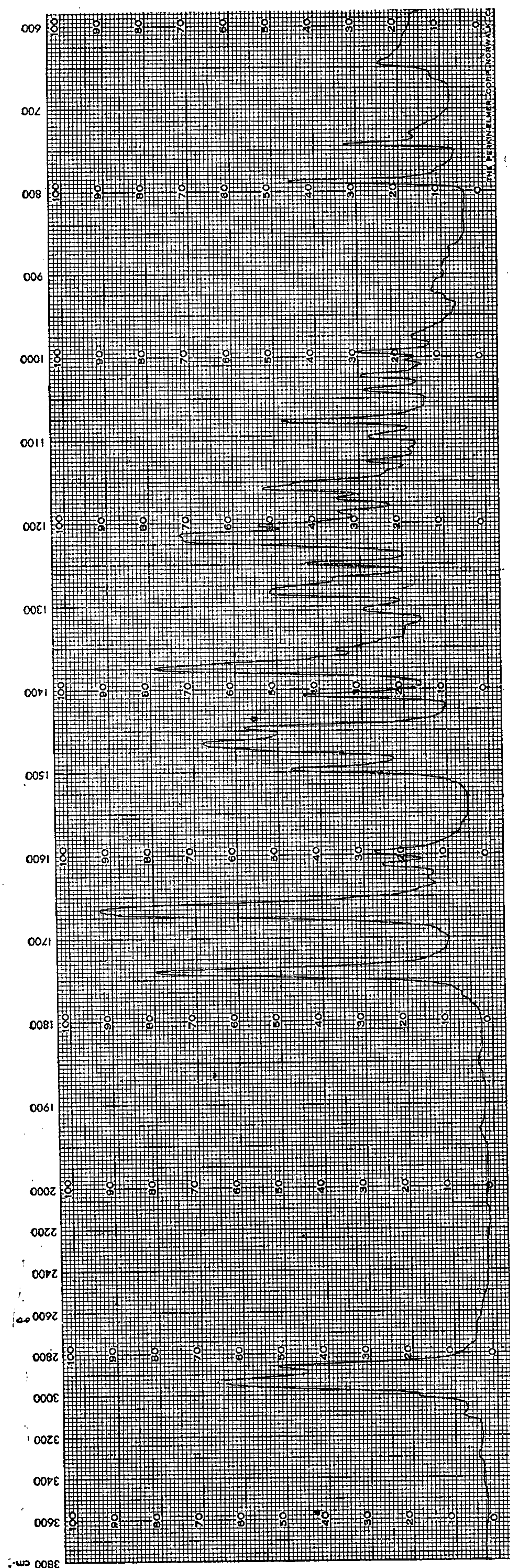
PHYTOCHIMIE. — *Dans quel groupe d'alcaloïdes doit-on ranger cette base encore presque inconnue qu'est la vellosine?* Note de M. **Raymond-Hamet**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Ayant pu s'assurer que l'alcaloïde cristallisé préparé par la fabrique Trommsdorf d'Erfurt et désigné par elle sous le nom de geissospermine devait être distingué de la base également cristallisée à laquelle O. Hesse avait précédemment donné ce nom, M. Freund et C. Fauvet lui ont attribué la dénomination nouvelle de vellosine, ont fait connaître sa formule brute : $C_{23}H_{28}N_2O_4$ et ont réussi à en préparer quelques sels et dérivés. Après l'étude physiologique préliminaire de la vellosine dont M. Schultz fit l'objet de sa dissertation inaugurale, rien n'avait été publié sur cet alcaloïde dont nous avons la chance de posséder un échantillon authentique.

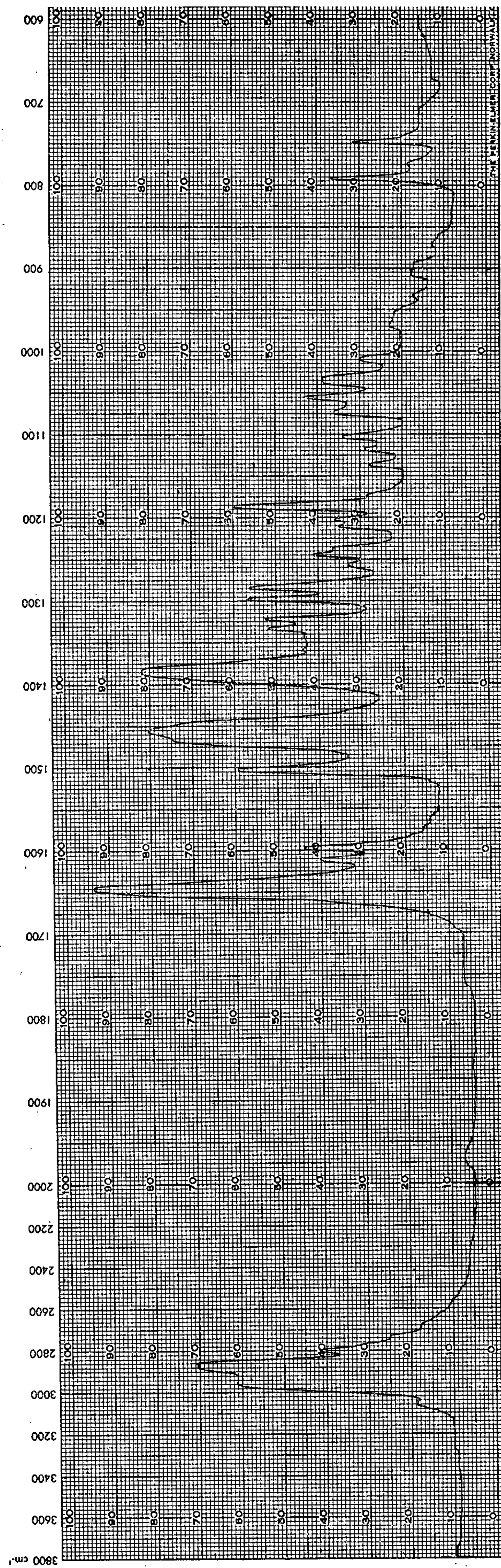
La microanalyse de notre échantillon de vellosine a fourni des valeurs qui s'accordent parfaitement avec la formule de Freund et Fauvet puisque celle-ci exige C 69,67; H 7,12; N 7,07 et que ces valeurs ont été de C 69,87; H 7,02 et N 7,17. Le dosage des méthoxyles a fourni une teneur de 15,50 alors que celle exigée par la présence de 2 OCH_3 est de 15,65.

Ayant découvert que notre échantillon de vellosine possède les réactions colorées les plus remarquables de l'aspidospermine : coloration rouge-violet avec l'acide perchlorique commercial, bleu-vert avec le réactif de Sivadjian, nous avons été amené à comparer les spectres d'absorption dans l'ultraviolet de ces deux alcaloïdes et à constater que celui de la vellosine ressemble beaucoup à celui de l'aspidospermine qui — comme nous l'avons montré précédemment — révèle l'existence d'un squelette N-acétylcarbazolinique.

Le dosage du groupement acétyle de la vellosine donne une valeur



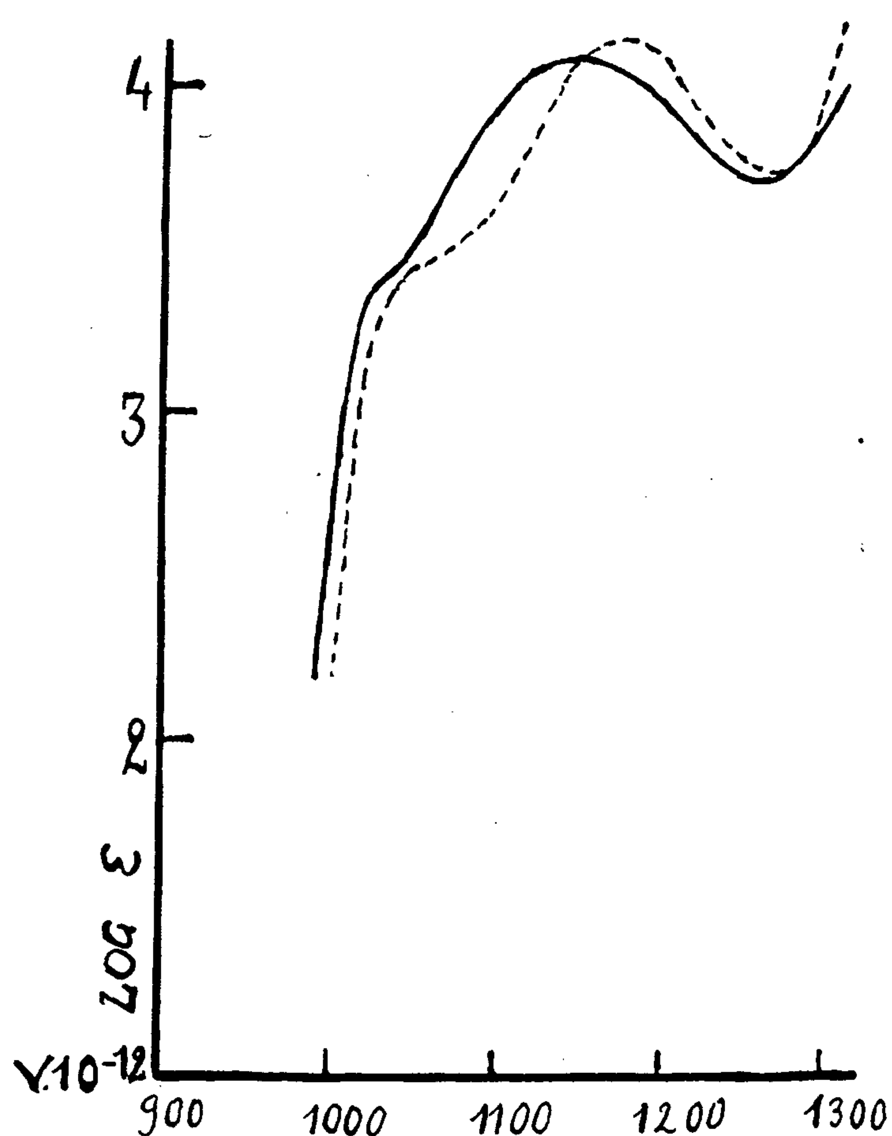
Spectre d'absorption dans l'infrarouge de la vellosine.



Spectre d'absorption infrarouge de l'aspidospermine.

de 10,7 % alors que la valeur théorique est de 10,9 % pour un groupement acétyle.

Enfin les spectres d'absorption dans l'infrarouge [1] de l'aspidospermine et de la vellosine révèlent l'un et l'autre l'existence d'un groupement acétyle, celui de la première par sa bande à 1 465 cm^{-1}, celui de la seconde par celle à 1 665 cm^{-1}.



Spectres d'absorption dans l'ultraviolet.

——— Vellosine. Maxima : 1034, 1154; Minima : 1045, 1257.
------- Aspidospermine. Maxima : 1043, 1176; Minima : 1072, 1272.

On est donc autorisé à admettre que la vellosine appartient comme l'aspidospermine au groupe des alcaloïdes N-acétylcarbazoliques mais se distingue de cette base cependant à la fois par sa formule brute, par la présence dans sa molécule de deux et non d'un seul groupement méthoxyle, enfin par l'existence dans le spectre infrarouge d'une bande à 1 740 cm^{-1} sur la signification de laquelle nous nous proposons de revenir prochainement.

(1) Ces spectres ont été obtenus au Laboratoire du Professeur Marion à Ottawa (Canada) avec le grand spectrophotomètre enregistreur de Perkin Elmer de ce laboratoire; ils ont été partiellement compensés relativement au solvant : le Nujol.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur la recherche du séquoyitol et du pinitol chez quelques Gymnospermes.* Note de M. **Victor Plouvier**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

1. *Séquoyitol.* — Découvert en 1929 par Sherrard et Kurth dans le bois du *Sequoia sempervirens* (¹), le séquoyitol $C_7 H_{14} O_6$ (méthyl *méso*-inositol) a été retrouvé dans les graines du *Macrozamia Riedlei* (Cycadaceæ) (N. V. Riggs, 1949), le bois du *Taxus baccata* (F. E. King, L. Jurd et T. J. King, 1952) et du *Pinus Lambertiana* (C. E. Ballou et A. B. Anderson, 1953).

J'ai pensé que ce cyclitol pourrait exister chez d'autres Gymnospermes et je l'ai recherché dans 40 espèces (et 4 variétés) choisies de préférence parmi celles qui contiennent peu de pinitol ou qui en sont dépourvues. Les organes examinés sont les feuilles ou aiguilles (ou les tiges vertes feuillées pour les Taxodiacées et Cupressacées).

Le matériel a été traité par la méthode décrite pour le *l*-pinitol [2] : elle permet l'obtention du séquoyitol même à partir de plantes très pauvres. Quelques opérations lui ont été ajoutées pour certaines espèces : élimination des acides organiques hydrosolubles cristallisables à l'état de sels de baryum, séparation des mélanges de séquoyitol et pinitol par cristallisations fractionnées, etc.

Le séquoyitol brut a été purifié par cristallisation dans l'alcool à 85°. Il a été identifié par sa forme cristalline et son point de fusion 239° (sans dépression après mélange avec du séquoyitol de référence) [3]. Pour les espèces qui l'ont fourni en quantité suffisante, d'autres vérifications ont été effectuées : analyse élémentaire, dosage de méthoxyle, préparation du dérivé pentacétylé (F 201°). Enfin, la concordance absolue des spectres d'absorption dans l'infrarouge a confirmé l'identité du séquoyitol isolé des *Podocarpus*, *Araucaria* et *Taxodium* avec celui du *Sequoia sempervirens* [4].

Les plantes examinées sont classées ci-dessous. Le séquoyitol a été isolé à l'état pur des 26 espèces et 2 variétés marquées (+); il n'a pas pu être mis en évidence dans les 14 espèces et 2 variétés marquées (—) :

Ginkgoaceæ : *Ginkgo biloba* L. (+).

Taxaceæ : *Torreya californica* Torr. (+); *T. grandis* Fort. (+); *T. nucifera* Sieb. et Zucc. (+); *Taxus baccata* L. (—); *T. b.* var. *adpressa* (+); *T. b.* var. *Dovastonii* (—).

Podocarpaceæ : *Podocarpus elongata* L'Hérit. (+); *P. japonica* Hort. Bog. (+); *P. macrophylla* D. Don (+); *P. madagascariensis* Baker (+); *P. Purdieana* Hook. (+).

Araucariaceæ : *Araucaria Bidwillii* Hook. (+); *A. Cookii* R. Br. (+); *A. Cunninghamii* Ait. (+); *A. excelsa* R. Br. (+); *A. imbricata* Pav. (+).

Cephalotaxaceæ : *Cephalotaxus drupacea* Sieb. et Zucc. (+); *C. d.* var. *fastigiata* (+); *C. d.* var. *pedunculata* (—); *C. Fortunei* Hook. (+).

Pinaceæ : *Picea excelsa* Link (—); *Tsuga Sieboldii* Carr. (—); *Abies Nordmanniana* Spach (—); *Larix europæa* D. C. (—); *Pseudo-Larix Kæmpferi* Gord. (+); *Cedrus Deodara* Loud. (—); *Pinus pinea* L. (—); *P. nigra* Arn. var. *austriaca* [aiguilles (—), épis d'étamines après maturité (+)].

Taxodiaceæ : *Sequoia gigantea* Torr. (+); *S. sempervirens* Endl. (—); *Cryptomeria japonica* D. Don (—); *Taxodium ascendens* Brongn. (+); *T. distichum* Rich. (+).

Cupressaceæ : *Callitris quadrivalvis* Rich. (—); *Thuja orientalis* L. (+); *Cupressus arizonica* Greene var. *bonita* (+); *C. lusitanica* Mill. var. *Benthami* (—); *C. macrocarpa* Hartw. (+); *C. sempervirens* L. (+); *Chamæcyparis nutkatensis* Spach (—); *Juniperus Sabina* L. (—); *J. virginiana* L. (+).

Ephedraceæ : *Ephedra distachya* L. (—).

Les rendements sont partout très faibles : maximum avec le *Pseudo-Larix* (0,20 pour 100 g/sec, en août) et les *Taxodium* (0,06). Le *Sequoia* et le *Juniperus* sont les plus pauvres. Les résultats négatifs obtenus avec le *Taxus baccata* et le *Sequoia sempervirens* ont été confirmés par l'examen de plusieurs spécimens : ils peuvent être dus à une teneur trop faible en séquoyitol (ou à l'abondance des substances extractives chez le *Taxus*). Sur trois spécimens de *Cephalotaxus drupacea*, seul le plus pauvre en pinitol a fourni du séquoyitol. Des petites quantités de ce dernier peuvent donc passer inaperçues chez les Pinacées riches en pinitol.

Ainsi, le séquoyitol a été rencontré dans toutes les familles examinées (excepté les Éphédracées). Il établit entre elles une liaison qui est un argument en faveur de l'origine monophylétique des Gymnospermes.

2. *Pinitol.* — La répartition étendue du pinitol (méthyl *d*-inositol) chez les Gymnospermes a fait l'objet de deux autres Notes ([5]). En vue de préciser les résultats obtenus, les mêmes méthodes ont été appliquées aux 49 nouvelles espèces (et 8 variétés) énumérées ci-dessous (organes étudiés : feuilles, aiguilles ou tiges vertes feuillées) :

Taxaceæ : *Torreya grandis*; *T. nucifera*; *Taxus baccata* var. *adpressa* *T. b.* var. *Dovastonii*; *T. chinensis* Rehder; *T. cuspidata* Sieb. et Zucc.

PodocarpaceZ : *Podocarpus elongata*; *P. japonica*; *P. madagascariensis*; *P. Purdieana.*

Araucariaceæ : *Araucaria Bidwillii*; *A. Cookii*; *A. Cunninghamii.*

Cephalotaxaceæ : *Cephalotaxus drupacea*; *C. d.* var. *fastigiata*; *C. d.* var. *pedunculata*; *C. Fortunei.*

Pinaceæ : *Picea alba* Link; *P. asperata* Mast.; *P. jezoensis* Carr.; *P. mariana* B. S. P.; *P. Schrenkiana* Fisch. et Mey.; *P. sitchensis* Carr.; *Tsuga yunnanensis* Mast.; *Abies balsamea* Mill.; *A. homolepis* Sieb. et Zucc.; *A. nebrodensis* Mattei; *A.* × *Vilmorinii* Mast.; *Larix* × *eurolepis* A. Henry; *Pseudo-Larix* Kæmpferi; *Pinus Armandi* Franch.; *P. contorta* Dougl.; *P. pumila* Regel; *P. radiata* Don; *P. rigida* Mill.

Taxodiaceæ : *Cunninghamia sinensis* R. Br.

Cupressaceæ : *Callitris quadrivalvis*; *Cupressus arizonica* var. *bonita*; *C. funebris* Endl.; *C. lusitanica* var. *Benthami*; *C. macrocarpa*; *Chamæcyparis obtusa* Endl.; *C. o.* var. *lycopodioides*; *C. o.* var. *pygmæa*; *C. pisifera* Endl.; *C. p.* var. *filifera*; *C. p.* var. *plumosa*; *C. p.* var. *squarrosa*; *Juniperus chinensis* L.; *J. communis* L.; *J. drupacea* Labill.; *J. horizontalis* Mœnch; *J. mexicana* Schlecht.; *J. thurifera* L.

Ephedraceæ : *Ephedra foliata* C. A. Mey.; *E. fragilis* Desf. var. *campylopoda*; *E. Gerardiana* Wall. var. *sikkimensis*.

Le pinitol a été isolé à l'état pur des quatre Céphalotaxacées, de toutes les Pinacées (18 espèces), du *Cunninghamia*, du *Cupressus arizonica bonita*, des deux *Chamæcyparis* et de leurs variétés (excepté *C. p. filifera*). Rendements : Pinacées 0,10 à 1 %, *Cephalotaxus* 0,08 à 0,35 %, les autres sont plus pauvres. Cette troisième liste porte à 75 le nombre des espèces de Gymnospermes à pinitol (sur 117 examinées).

Ainsi se trouvent confirmées les conclusions de mes premières recherches, à savoir la présence générale du pinitol chez les Pinacées, son absence chez les Taxacées, Podocarpacées, Araucariacées et Éphédracées. La répartition du séquoyitol se superpose à celle du pinitol pour mieux faire apparaître l'homogénéité des Gymnospermes : en effet, seules les Éphédracées et quelques Cupressacées n'ont fourni aucun de ces deux cyclitols isomères.

En résumé, le séquoyitol a été isolé de 26 espèces de Gymnospermes (sur 40 examinées) et le pinitol de 24 espèces (sur 49 examinées).

(1) E. C. Sherrard et E. F. Kurth, *J. Amer. Chem. Soc.*, **51**, 1929, p. 3139.

(2) V. Plouvier, *Comples rendus*, **243**, 1956, p. 1913.

(3) M. Laurens Anderson m'a envoyé un échantillon de séquoyitol qu'il a isolé du *Sequoia sempervirens*.

(4) Les spectres d'absorption ont été effectués par M. Henri Hespel et Mme Claude Houelle (Laboratoire d'infrarouge, Faculté de Pharmacie).

(5) V. Plouvier, *Comptes rendus*, **234**, 1952, p. 362; **236**, 1953, p. 317.

(*Laboratoire de Chimie appliquée aux corps organisés, Muséum National d'Histoire naturelle, Paris.*)

PHYSIOLOGIE. — *Influence de l'ingestion de lactose sur l'excrétion urinaire des acides du cycle de Krebs.* Note de M. **Paul Fournier** et Mlle **Alice Digaud**, présentée par M. Robert Courrier.

L'incorporation de lactose dans le régime du jeune Rat cause une augmentation de l'excrétion urinaire des acides du cycle de Krebs.

L'ingestion de lactose ou de divers composés qui lui sont physiologiquement apparentés provoque chez le Rat un fort accroissement de l'excrétion urinaire des acides α-cétoglutarique (1) et citrique (2), acides qui appartiennent au cycle de Krebs. Nous recherchons présentement si l'administration de lactose influence l'élimination urinaire d'autres acides de ce cycle.

Des rats albinos de 50 g sont répartis en deux lots de six animaux. Ceux du lot I reçoivent un régime de composition centésimale suivante : amidon, 81,5; caséine, 4; huile d'arachide, 8; levure, 3; mélange salin, 3 (3); O_2Ti, 0,5. De plus, chaque rat reçoit trois gouttes d'huile de foie de morue par semaine. La régime des rats du lot II diffère du précédent par la substitution de 12 % de lactose à la même proportion d'amidon.

L'expérience dure quatre semaines. Deux jours consécutifs de chaque semaine, les urines sont recueillies et, pour les rats d'un même lot, mélangées avant d'être analysées. Les analyses sont effectuées sur des échantillons contenant de 0,4 à 0,5 mg de créatinine. Les anions de l'urine sont retenus par une colonne de résine (Dowex 2) d'où les anions organiques sont élués par une solution d'acide formique 6 N. Après concentration sous vide, l'éluat est soumis à une chromatographie descendante, en deux dimensions, sur papier Whatman n° 1. Les solvants ont, en volume, la composition suivante : 1er solvant, alcalin : alcool à 96°, 80; ammoniaque à 22° B, 5; eau, 15; 2e solvant, acide : butanol, 70; acide formique, 30; mélange saturé d'eau. Les chromatogrammes sont révélés par pulvérisation des réactifs généraux suivants : *a.* vert de bromocrésol, employé selon la technique de F. Bryant et B. Overell (4); *b.* nitrate d'argent ammoniacal utilisé comme l'indiquent Nordmann et ses coll. (5); *c.* permanganate de potassium dans les conditions d'emploi de A. Jermstad et K. Jensen (6). Des réactifs plus spécifiques ont été aussi employés; *d.* mélange de pyridine et d'anhydride acétique (7), qui permet de caractériser les acides aconitique, fumarique, citrique et hippurique, par l'observation des spots en lumière ordinaire et ultraviolette; *e.* *o*-phénylène diamine en solution avec de l'acide trichloracétique (8); ce réactif fournit des spots fluorescents avec les acides α-cétoniques; *f.* *p*-diméthylaminobenzaldéhyde en solution dans l'anhydride acétique (9), réactif qui identifie l'acide hippurique. Les Rf des

spots présents sur les chromatogrammes d'urines sont comparés à ceux obtenus par chromatographie de mélanges d'acides témoins. Dans quelques cas litigieux, l'identification a bénéficié de l'addition aux urines de l'acide présumé.

Ces tests révèlent la présence des sept acides suivants, acides dont le nom est accompagné des valeurs du Rf calculé en phase alcaline, puis acide : citrique (0,28-0,34), α-cétoglutarique (0,50-0,54), malique (0,40-0,43), succinique (0,46-0,67), fumarique (0,51-0,85), aconitique (0,32-0,78), hippurique (0,80-0,86).

Influence du lactose sur l'excrétion urinaire d'acides organiques.

Réactifs de révélation des chromatogrammes.

	a. Bromocrésol		*b.* NO_3Ag		*c.* MnO_4K		*d.* Pyridine-anhydride acétique	
Nature des acides.	amidon (*).	lactose (*).	amidon.	lactose.	amidon.	lactose.	amidon.	lactose.
Citrique..........	+	+++	+	+++	+	+++	+	+++
Aconitique........	o	o	o	o	o	o	+	+++
α-cétoglutarique...	o +	++	o +	++	o +	++		
Succinique........	o ?	+	?	+	o	o		
Fumarique........	o ?	+	o	+	o	+	+	++
Malique..........	+	++	+	++	+	++		
Hippurique.......	+	+	o	o	o	o	++	+++

(*) Par amidon ou lactose nous désignons les chromatogrammes des urines des rats des lots I (régime amidon) ou II (régime au lactose). Les divers signes indiquent que, sur les chromatogrammes, l'acide est absent (o), que sa présence est douteuse (?), qu'il est décelable en quantité faible (+), notable (++) ou abondante (+++).

Nous avons observé de grandes différences, selon les lots d'animaux, dans l'excrétion urinaire des acides organiques. Six des sept acides cités sont de façon plus constante et plus abondamment présents dans les urines des rats dont le régime contient du lactose que dans celles des animaux dont le seul glucide alimentaire est l'amidon. Ces faits ressortent nettement à la lecture du tableau dont les indications traduisent les résultats fournis par les divers chromatogrammes. Ces mêmes acides citrique, aconitique, α-cétoglutarique et malique qui, sur les chromatogrammes des urines des rats du lot I (régime amidon), se manifestent par un spot de dimension moyenne ou médiocre fournissent, sur les chromatogrammes urinaires des animaux qui reçoivent du lactose, des spots de dimensions supérieures. De plus, sur ces derniers chromatogrammes, la coloration des spots est souvent plus intense. Les acides succinique et fumarique dont l'existence sur les chromatogrammes d'urine de rats témoins est presque toujours douteuse, apparaissent avec netteté sur les préparations obtenues à partir d'urine de rats dont le régime contient du lactose. Seul l'acide hippurique fournit souvent des spots semblables sur les chromatogrammes des urines de l'un ou l'autre lot.

En même temps qu'ils confirment l'augmentation de l'excrétion des acides citrique et α-cétoglutarique, ces résultats révèlent que l'ingestion de lactose accroît l'élimination urinaire des acides aconitique, succinique, fumarique et malique qui font tous partie du cycle de Krebs. Seuls des acides de ce cycle, ceux qui n'étaient pas décelables par les techniques chromatographiques n'ont pas été caractérisés. C'est le cas pour l'acide isocitrique, inséparable de l'acide citrique, et des acides oxalosuccinique et oxalacétique, détruits en cours d'analyse.

A considérer la longue liste des acides organiques trouvés dans l'urine humaine ([5]), ([10]), le nombre des acides présentement identifiés dans l'urine de rat paraîtrait faible s'il n'était le résultat d'expériences particulières. Pour assurer la comparaison des chromatogrammes, nous opérons sur des échantillons d'urines tels que, pour certains révélateurs, divers acides du cycle de Krebs n'apparaissent plus que sur les préparations de l'urine des animaux qui reçoivent du lactose. Dans ces conditions expérimentales, d'autres acides, éventuellement présents dans les urines, ont pu se soustraire à l'analyse.

En résumé, l'ingestion de lactose provoque un accroissement de l'élimination urinaire des acides du cycle de Krebs. Mais le mode opératoire employé ne permet pas de conclure que cette influence du lactose est limitée à ceux des acides de l'urine qui appartiennent à ce cycle.

([1]) P. Fournier et A. Digaud, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1221.
([2]) P. Fournier et Y. Dupuis, *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 1749.
([3]) P. Fournier, *Comptes rendus*, **239**, 1954, p. 304.
([4]) *Biochim. Biophys. Acta*, **10**, 1953, p. 471.
([5]) R. Nordmann, O. Gauchery, J. P. du Ruisseau, Y. Thomas et J. Nordmann, *Bull. Soc. Chim. biol.*, **36**, 1954, p. 1641.
([6]) *Bull. Soc. Chim. biol.*, **33**, 1951, p. 258.
([7]) P. Godin, *Chem. Ind.*, 1954, p. 1424.
([8]) R. J. Block, R. Lestrange et G. Zweig, *Paper chromatography*, Acad. Press. Inc., New-York, 1952, p. 99.
([9]) G. W. Gaffney, K. Schreier, N. Differante et K. I. Altman, *J. biol. Chem.*, **206**, 1954, p. 695.
([10]) R. Osteux et J. Laturaze, *Comptes rendus*, **239**, 1954, p. 512.

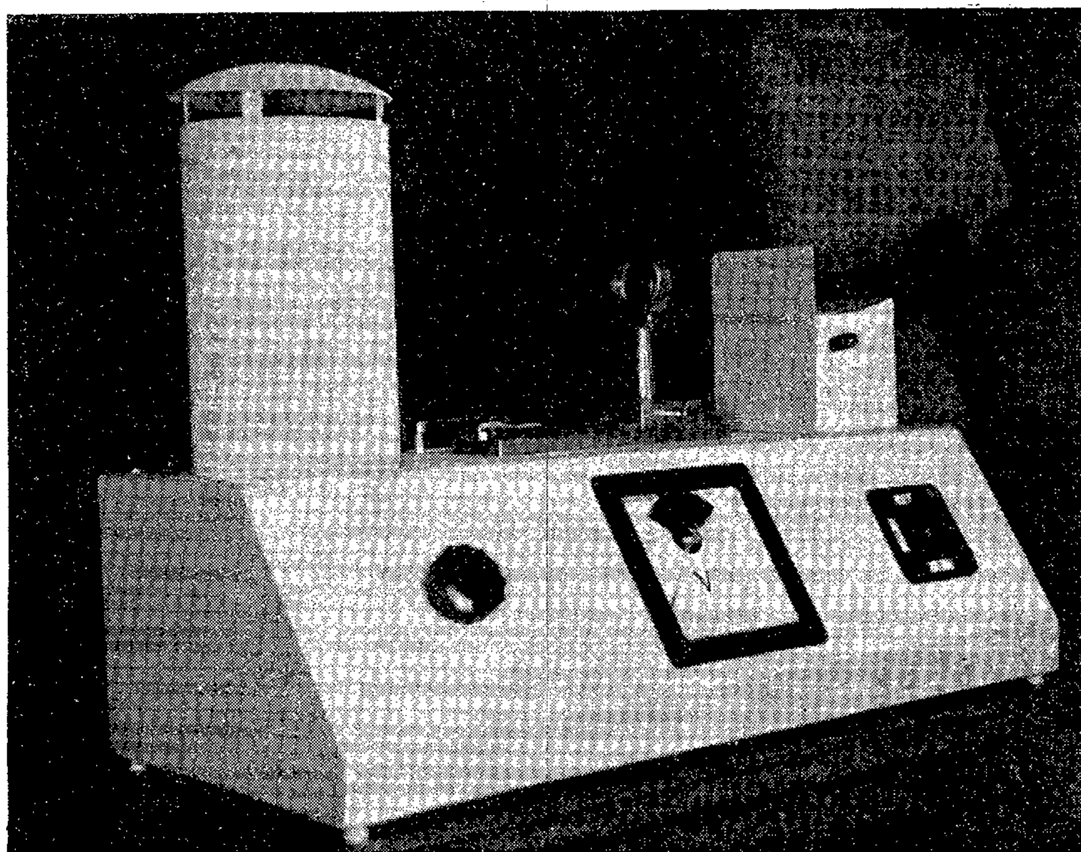
(*Laboratoire de Physiologie de la Nutrition, C. N. R. S.*, 16, *rue de l'Estrapade*, *Paris*, 5.)

PHYSIOLOGIE. — *Un appareil destiné à la mesure automatique de l'action des produits antalgiques sur l'Homme. Son utilisation à l'étude des fibres synthétiques à haute triboélectricité négative.* Note (*) de M. **Miloïé Vassitch**, transmise par M. Eugène Darmois.

Un phénomène purement subjectif comme la douleur doit être exprimé par un nombre si on désire étudier scientifiquement l'action des médications antalgiques.

Il semble que c'est à Dallenbach ([1]) que revient le mérite d'avoir décrit en 1934 une méthode utilisant, pour créer la douleur, les radiations calorifiques. Depuis, cette méthode a été utilisée par divers auteurs qui mesurent, soit le temps nécessaire, à chaleur constante, pour obtenir la sensation douloureuse, soit, à temps d'exposition constant, le degré de radiation calorifique, sous forme de degrés thermiques ou de mesure radiométrique.

Ainsi Hardy, Wolff et Goodell ([2]) se servent en 1940 du radiomètre pour mesurer le flux de radiation. Ercoli et Lewis ([3]), en 1945, prennent comme unité de mesure le temps en secondes nécessaire pour provoquer la sensation douloureuse. D'autres auteurs ont pris d'autres unités. La plupart des expériences ont été faites sur l'animal; celles de Hardy et autres ont été faites sur l'Homme. Les expériences qui suivent ont été commencées en 1953; elles sont la suite d'une série de recherches sur les effets biologiques des textiles synthétiques ([4]).



Dans nos expériences, nous mesurons le temps d'établissement du seuil douloureux, c'est-à-dire le temps qui s'écoule entre le début de l'irradiation et le moment où l'effet calorifique a provoqué une douleur amenant un mouvement de retrait du sujet humain soumis à l'expérimentation. On a vérifié sur un nombre suffisant de sujets la valeur de ce seuil douloureux physiologique et on a étudié les variations que pouvaient apporter à ce seuil le port de différents tissus à triboélectricité variée. Une influence psychique possible du sujet en observation a été éliminée au mieux en intercalant entre l'étude des divers tissus celle d'un placébo peu électrique d'apparence analogue à celle des articles étudiés. On a vérifié aussi l'in-

fluence des variations saisonnières et météorologiques. Enfin, comme il s'agit de moyennes, nous avons fait appel aux calculs mathématiques d'un statisticien ([5]).

L'appareil utilisé est représenté sur la figure ([6]). Une source calorifique puissante (lampe de 1 000 W) donne dans une lentille une image de petite surface. Un chariot mobile muni d'un ressort sur lequel le sujet repose son avant-bras nu commande un contact en série. Un tambour enregistreur se déroule à vitesse constante. Un circuit électrique commande le dispositif de chauffage, la mise en route de l'enregistreur à l'ouverture de l'obturateur et l'arrêt du tambour quand le sujet retire son avant-bras. Un voltmètre et un rhéostat permettent de régler la tension d'alimentation de la source dans des limites très étroites. Après un grand nombre d'essais, on a choisi la tension de 85 V déjà employée par Ercoli.

On place sur le tambour la feuille qui porte le nom du sujet et qui servira pour toutes les mesures faites sur celui-ci; le sujet pose son avant-bras sur le chariot. On allume la lampe et on règle la tension. On ouvre l'obturateur; le tambour se met en marche; il s'arrête dès le retrait de l'avant-bras. L'enregistrement graphique est ainsi automatique, indépendant de l'expérimentateur; la douleur est une appréciation subjective du sujet. Le temps nécessaire au seuil douloureux est proportionnel à la longueur de la ligne inscrite sur le tambour.

Chaque sujet fut mis à l'épreuve une fois par jour ou tous les deux jours; les temps enregistrés présentaient, pour le même sujet, certaines variations d'un essai à l'autre, d'où la nécessité de moyennes établies finalement pour 7 mesures sur 36 sujets; ce nombre 7 a été donné par l'étude du statisticien. La période d'observation a été assez longue; le repos, la fatigue, diverses incidences physiologiques ou pathologiques interviennent pour qu'il soit nécessaire de faire des moyennes.

Cet étalonnage individuel établi, l'appareil a servi ensuite pour l'étude des fibres synthétiques de chlorure de polyvinyle (CPV), soit pures, soit mélangées à d'autres fibres. Le port d'une tenue en CPV pur élève le temps du seuil; cette élévation a pu atteindre 64 % dans un cas. Dans d'autres cas, l'élévation a été moins considérable; elle a été parfois nulle. La moyenne de l'ensemble des sujets s'est établie à 16 % au-dessus du seuil physiologique. Les mélanges sont moins efficaces que le CPV pur; la diminution s'est montrée parallèle à celle des charges triboélectriques des articles étudiés comme le montre la figure 2.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

([1]) *Amer. J. Psychol.*, 46, 1934, p. 229.

([2]) *J. clin. Investigation*, 19, 1940, p. 649 et 659.

([3]) *J. Pharmacol. and exper. Therapeutics*, 84, 1945, p. 301.

([4]) *Voir*, en particulier, F. Deniker, *Gaz. des Hôp.*, n° 34, 1954, p. 860.

([5]) M. Sully-Ledermann de l'Institut national de Statistique.

([6]) L'appareil a été construit sous la direction de M. Enjalbert, chef des travaux de la Maison de Nanterre.

(*Service du Dr Iselin, Maison départementale de Nanterre.*)

PSYCHOPHYSIOLOGIE. — *Sur le marquage olfactif des sources de nourriture par les Abeilles butineuses.* Note de M. **Jacques Lecomte**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

On sait depuis fort longtemps que les Abeilles marquent au moyen de leur glande abdominale ou organe de Nassanof certaines sources de nourriture. Von Frisch ([1]) a mis en évidence de manière certaine que les sources de nourriture ne possédant pas d'odeur propre, par exemple une coupelle de verre remplie d'eau sucrée, étaient ainsi marquées.

Voulant étudier la substance ainsi déposée, j'ai fait butiner des Abeilles, appartenant à des ruchettes, élevées en milieu confiné, en serre, sur des boîtes de Petri contenant des billes de verre et remplies de sirop de sucre.

J'ai comparé le comportement des butineuses vis-à-vis de différents nourrisseurs. Dans tous les cas, l'observation durait 10 mn, le nombre des Abeilles présentes étant noté toutes les minutes et la position des nourrisseurs intervertie entre chaque comptage. Les résultats numériques donnés sont la moyenne des dix observations. La signification de la différence entre les moyennes observées a été contrôlée par le test T de Student-Fischer.

Si l'on effectue la comparaison d'un nourrisseur neuf avec un nourrisseur ayant déjà été butiné pendant une journée, on constate que le premier reçoit 0,3 visites en moyenne tandis que le second en reçoit 7,6. Cette différence étant très significative, j'ai voulu isoler la substance responsable de cette augmentation d'attractivité. J'ai laissé macérer, pendant 10 h, 900 ml de billes de verre en provenance d'un nourrisseur ayant été visité pendant une journée, dans 500 ml d'alcool éthylique absolu.

J'ai ensuite comparé l'attractivité d'un nourrisseur dans lequel j'ai laissé s'évaporer 50 ml de l'extrait alcoolique avec celle d'un nourrisseur neuf. J'ai pu alors constater que le nourrisseur supposé imprégné de substance recevait en moyenne 1,65 visites contre 0,25 pour le témoin. Si l'on procède alors à un épuisement de l'extrait alcoolique par de l'éther sulfurique, il est possible de constater que la substance attractive se retrouve en grande abondance dans la phase éthérée. Un nourrisseur imprégné de cette phase reçoit après évaporation 9 visites en moyenne contre 0,3 pour un témoin. La phase hydro-alcoolique restante ne présente pas une attrac-

tivité significativement différente du témoin. Ce phénomène se maintient si l'on prend soin d'amener le volume de la phase éthérée à celui de la phase hydro-alcoolique. Dans un essai, la phase éthérée a été visitée 1,7 fois en moyenne et un témoin 0,2 fois, la phase hydro-alcoolique n'étant toujours pas visitée d'une manière significative plus forte qu'un témoin.

A ce moment, par suite de la faible activité de butinage de la ruche étudiée, j'ai présenté ces nourrisseurs à une ruche étrangère également maintenue en serre. Phénomène remarquable, les chiffres observés s'inversent, *la substance attractive devient répulsive* et ceci d'une manière très frappante. Le butinage de la ruche B sur un nourrisseur imprégné de la phase éthérée en provenance de la ruche A, a donné les résultats suivants dans un premier essai : Phase éthérée : 0 visite; Témoin : 8 visites.

Dans un deuxième essai, j'ai observé 0 visite pour la phase éthérée et 43 pour le témoin. La substance répulsive existe donc dans la phase éthérée mais se trouve également présente dans la phase hydro-alcoolique. La comparaison du butinage simultané par la ruche A de quatre nourrisseurs donne les résultats suivants :

Phase éthérée obtenue à partir de nourrisseur visité par une autre ruche.....	0	visite
Éther seul..	1,6	»
Nourrisseur déjà visité par la ruche A..................................	3	»
» neuf..	1,1	»

Dans les mêmes conditions, le butinage simultané de quatre autres nourrisseurs par la même ruche a donné les résultats qui suivent :

Extrait alcoolique obtenu à partir de nourrisseurs visités par une autre ruche...	0	visite
Phase hydro-alcoolique obtenue à partir de nourriseurs visités par une autre ruche.	0,3	»
Alcool pur..	4,3	»
Nourrisseur neuf..	7	»

Si au lieu d'utiliser des extraits obtenus à partir de nourrisseurs, on se sert d'extraits de butineuses, les résultats obtenus sont parallèles.

Voici les résultats obtenus par comparaison simultanée du butinage de quatre nourrisseurs par des Abeilles de la ruche A :

Extrait alcoolique de butineuses de la ruche A............................	3,7	visites
» » » B............................	0,6	»
Alcool seul..	1,2	»
Nourrisseur neuf..	1,7	»

Le même effet répulsif est obtenu, qu'on s'adresse à des extraits alcooliques obtenus à partir d'individus entiers, d'abdomens seuls ou de tête et thorax seuls.

Comparaison effectuée par butinage de la ruche A.

Extrait alcoolique d'abdomens de butineuses de la ruche B.................	0	visite
» » de têtes et thorax de butineuses de la ruche B............	0,2	»
Alcool seul..	1,8	»

Par contre, en éprouvant l'attractivité à l'égard d'Abeilles en provenance de la même ruche, on s'aperçoit que les extraits de parties d'Abeilles sont répulsifs.

Nourrisseur neuf	0,80 visites
Extrait alcoolique de butineuses totales	1,50 »
» » d'abdomens seuls	0,20 »
» » de thorax seuls	0 »

Je pense pouvoir admettre, comme hypothèse de travail, l'existence de quatre substances.

1° *Une substance attractive générale*. — Cette substance doit sans doute être attribuée à la glande de Nassanof selon la conception classique. Elle ne possède pas de propriétés répulsives; Renner (2) en effet, a mis en évidence par distillation de papiers filtres apposés sur des organes de Nassanof que la sécrétion de cet organe était attractive pour toutes les Abeilles quelle que soit leur ruche d'origine.

2° *Une substance répulsive générale*. — Cette substance provient des fragments de butineuses, on doit la rapprocher des substances répulsives découvertes par von Frisch (3) chez le Vairon, retrouvées chez divers animaux par différents auteurs et en particulier chez l'Abeille par Heintz (4).

3° *Une substance répulsive et attractive individuelle* (la ruche étant considérée comme un individu). — Cette substance à double action est celle qu'on retrouve dans la phase éthérée et qui est donc déposée par les butineuses sur les nourrisseurs.

4° *Une substance répulsive individuelle* — Cette substance est celle que l'on retrouve dans la phase hydro-alcoolique. Le dépôt de ces deux dernières substances dont l'origine nous est inconnue peut jouer dans le comportement de butinage un rôle important. Les phénomènes d'agressivité observés au voisinage de certains nourrisseurs [Kalmus (5), Lecomte (6)] sont probablement en relation avec la présence de cette substance.

Il reste à examiner les rapports possibles entre ces substances et les autres substances de familiarisation existant dans la ruche. Par exemple celles en rapport avec la construction des cellules royales [Vuillaume (7)] et celle en rapport avec l'agressivité [Lecomte (8)].

(1) *Aus dem Leben der Bienen*, Vienne, 1948, p. 196.
(2) *Naturwissenschaften*, **42**, (19), 1955, p. 540-541.
(3) *Z. Vergl. Physiol.*, **29**, 1941, p. 46.
(4) *Phytiâtrie. Phytopharmacie*, n° **1**, 1955, p. 45-54.
(5) *Nature*, 1941, p. 142-228.
(6) *L'Apiculteur*, septembre 1955, p. 7-10.
(7) *Insectes sociaux*, **4**, n° 2, 1957, p. 113-156.
(8) *Insectes sociaux*, **1**, n° 1, 1954, p. 49-57.

ENDOCRINOLOGIE. — *Nouvelles données sur le rôle de l'hypothalamus dans les régulations hypophysaires gonadotropes chez le Canard domestique.* Note de M. **Ivan Assenmacher**, présentée par M. Robert Courrier.

L'interruption des connexions hypothalamo-préhypophysaires abolit la réaction d'hypertrophie compensatrice testiculaire après hémicastration. La confrontation de ce résultat avec d'autres observations expérimentales sur le cycle sexuel du Canard donne des précisions nouvelles sur le contrôle hypothalamique de la fonction gonadotrope préhypophysaire.

La notion d'un contrôle par l'hypothalamus de la fonction gonadotrope hypophysaire du Canard domestique est basée sur un certain nombre d'observations expérimentales que nous résumerons brièvement : 1° l'excitation de l'hypothalamus par un pinceau lumineux, conduit directement à la région hypothalamique par une baguette de quartz, entraîne une stimulation génitale analogue à celle obtenue par la lumière, naturelle ou artificielle, agissant sur l'animal intact ([1]), ([2]); 2° des lésions expérimentales des connexions neurovasculaires hypothalamo-préhypophysaires : section des veines portes hypophysaires ([3]), lésion de l'éminence médiane ([4]), entraînent une atrophie génitale et une inexcitabilité par la lumière de la fonction gonadotrope hypophysaire; 3° des lésions expérimentales de la région supraoptico-paraventriculaire de l'hypothalamus entraînent également une atrophie génitale ([5]). Il semble donc que l'intégrité de l'hypothalamus antérieur et de ses connexions neuro- et neurosécréto-vasculaires avec la préhypophyse soit indispensable aussi bien au maintien du conditionnement génital qu'à sa stimulation par la lumière. Qu'en est-il des autres facteurs de régulation de la fonction gonadotrope hypophysaire et notamment du taux des hormones sexuelles circulantes ?

Pour tenter de répondre à cette question nous nous sommes servis du test de l'hypertrophie compensatrice du testicule restant après hémicastration. Nous y avons soumis des canards, qui avaient subi auparavant des lésions au niveau du complexe hypothalamo-hypophysaire.

Des canards de race Pékin furent soumis à l'époque de leur plein développement génital saisonnier [développement attesté par un contrôle radiographique ([6])], à la section des veines portes hypophysaires avec interposition d'une lame de sclérotique (sur le tableau : V. P.), ou à une lésion importante de la région supraoptico-paraventriculaire de l'hypothalamus selon la technique précédemment décrite (sur le tableau : Ht.). Au bout de quelque temps le testicule gauche de ces sujets fut prélevé (abl. T. G.), puis, après un nouveau délai, le testicule droit fut enlevé à son tour (abl. T. D.). Nous résumons dans le tableau suivant le résultat de cette expérience.

N° du sujet.	Opération n° 1.	Délai opér. n° 1-abl. T. G. (j).	Poids T. G. (g).	Délai abl. T. G.-abl. T. D. (j).	Poids T. D. (g).	$\frac{T. D.}{T. G.}$.
2147..........	V. P.	24	4,10	21	1,50	0,37
2178..........	»	26	1,16	21	0,76	0,66
2255..........	»	27	1,15	21	0,75	0,65
2187..........	»	19	0,74	21	0,46	0,62
2198..........	Ht.	16	1,50	5	1,40	0,93
2153..........	»	18	1,50	17	0,65	0,45

Il apparaît qu'à la suite des interventions sur les connexions hypothalamo-préhypophysaires non seulement aucune hypertrophie compensatrice du testicule restant, en l'occurence le testicule droit, ne suit l'ablation du premier testicule, mais encore la poursuite de la décroissance testiculaire consécutive à cette opération n'est aucunement empêchée.

Si l'on admet que l'hypertrophie compensatrice du testicule restant consécutive à une hémicastration est, au moins en partie, la conséquence d'une hypergonadotropinémie compensatrice, celle-ci étant elle-même secondaire à la baisse du taux des hormones sexuelles circulantes consécutive à l'hémicastration, il semblerait d'après les résultats de ces expériences que ce soit l'hypothalamus et non pas l'hypophyse elle-même qui soit sensible au taux des hormones sexuelles circulantes.

Il est, d'autre part, intéressant de rapprocher des expériences présentes des observations publiées précédemment ([7]). Il apparaît en effet que pendant la majeure partie de la régression testiculaire naturelle saisonnière du Canard : 1° le mécanisme gonadostimulant est réfractaire à l'excitation lumineuse, bien que le testicule reste sensible à des injections d'hormones gonadotropes; 2° la castration unilatérale n'entraîne pratiquement pas d'hypertrophie compensatrice testiculaire. En face de l'analogie entre ces deux tableaux d'insuffisance préhypophysaire gonadotrope, l'un naturel, l'autre expérimental, on peut se demander dans quelle mesure la « période réfractaire » normale du cycle sexuel du Canard ne serait pas due, au moins en partie, à une déficience temporaire d'une stimulation hypothalamique hypophysotrope.

Nous ne pouvons pas entrer ici dans une discussion approfondie de ce problème d'une éventuelle rythmicité des stimulations préhypophysaires gonadotropes par l'hypothalamus. Disons brièvement que, si nous ne connaissons actuellement aucun argument en faveur d'une quelconque rythmicité de l'activité d'une préhypophyse privée de liens, fussent-ils purement humoraux, avec un hypothalamus intact, il semble au contraire que le caractère cyclique de l'activité hypophysaire lui soit imprimé en première ligne par les centres hypothalamiques la contrôlant [*cf.* les mécanismes de l'ovulation de la Lapine, de la Rate et de la Poule ([7])], ces centres

pouvant être eux-mêmes sous l'influence de facteurs liés à des rythmes externes (lumière, chaleur, etc.).

En ce qui concerne en tous les cas le cycle sexuel du Canard mâle, si des animaux élevés dès leur tout jeune âge à l'obscurité ne présentent pas des cycles sexuels annuels, ils n'en connaissent pas moins des cycles sexuels, irréguliers certes, mais plus fréquents que ceux de leurs congénères élevés au dehors (2). Or la confrontation de ces cycles nombreux, qui ne laissent jamais un testicule au repos pendant plus d'un mois d'affilée, avec l'absence totale de cycles sexuels de sujets à veines portes hypophysaires sectionnées, que nous avons gardés en observation pendant plus de six mois et dont les testicules restèrent complètement involués, nous donne un argument supplémentaire à l'appui de la thèse de la détermination hypothalamique de l'activité rythmique de la fonction gonadotrope hypophysaire.

En définitive, l'hypothalamus serait responsable non seulement de la régulation de la sécrétion de base des hormones gonadotropes hypophysaires, mais encore, d'une part, des variations de cette sécrétion de base en réponse à des sollicitations du milieu intérieur (par exemple le taux des hormones sexuelles circulantes) et du milieu externe (par exemple la lumière) et, d'autre part, du fonctionnement cyclique de l'activité gonadotrope hypophysaire.

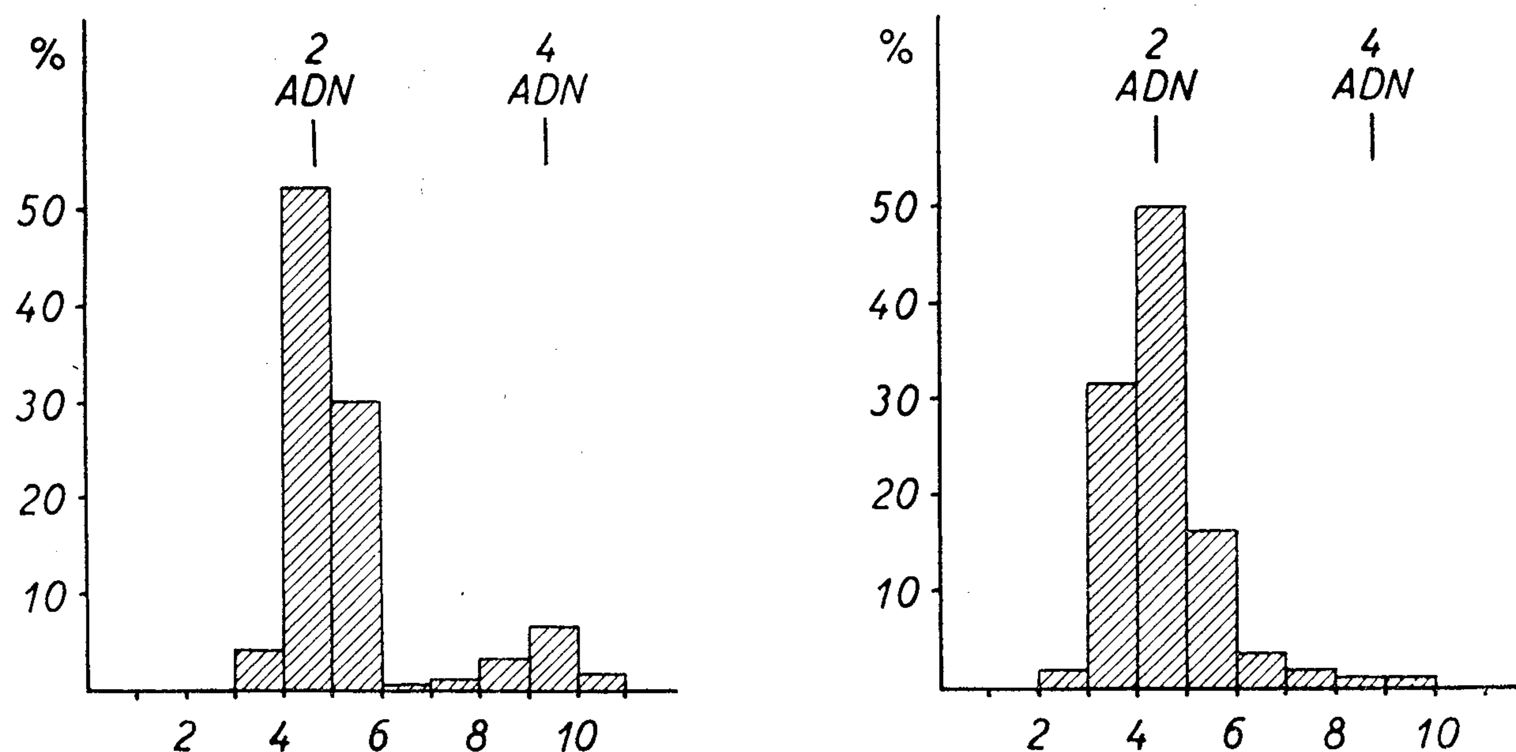
(1) J. Benoit, *C. R. Soc. Biol.*, 127, 1938, p. 909.
(2) J. Benoit, F. X. Walter et I. Assenmacher, *C. R. Soc. Biol.*, 144, 1950, p. 1206.
(3) I. Assenmacher et J. Benoit, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 2002.
(4) J. Benoit et I. Assenmacher, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 1547.
(5) I. Assenmacher, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 210.
(6) I. Assenmacher, Ch. Gros, J. Benoit et F. X. Walter, *C. R. Soc. Biol.*, 144, 1950, p. 1107.
(7) J. Benoit, I. Assenmacher et F. X. Walter, *C. R. Soc. Biol.*, 144, 1950, p. 573.
(8) J. Benoit et I. Assenmacher, *J. Physiol.*, 47, 1955, p. 427.
(9) J. Benoit, I. Assenmacher et E. Brard, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 251.

(*Laboratoire d'Histophysiologie, Collège de France.*)

CYTOLOGIE EXPÉRIMENTALE ET CYTOCHIMIE. — *Dosages cytophotométriques d'acides désoxyribonucléiques (nucléaires et cytoplasmiques) dans des cellules traitées vivantes par une désoxyribonucléase acide.* Note de M. **Edgard Baeckeland**, Mme **Simone Chèvremont-Comhaire** et M. **Maurice Chèvremont**, présentée par M. Robert Courrier.

Des dosages cytophotométriques sont réalisés après réaction de Feulgen sur des cellules traitées vivantes par une désoxyribonucléase acide. La valeur diploïde des noyaux intercinétiques n'est pas diminuée de manière significative. Des mitochondries modifiées Feulgen + correspondent à une quantité d'acides désoxyribonucléiques par cellule qui peut être estimée approximativement à environ 90 % de celle du noyau.

Récemment (1), (2), deux d'entre nous ont étudié l'action d'une désoxyribonucléase acide sur des cellules somatiques vivantes (cultures de fibroblastes et myoblastes d'embryons de poulet). Cet enzyme était extrait du thymus par Fredericq et Oth (3) selon la méthode de Laskowski, modifiée par eux. Aux fortes doses, ses effets morphologiques consistent essentiellement en un ralentissement de la croissance des cultures, une inhibition profonde ou même totale de l'activité mitotique et des modifications considérables du chondriome. Fait remarquable, une réaction de Feulgen très nettement positive se manifeste dans le cytoplasme : au niveau de beaucoup de mitochondries modifiées en « boules » sous l'influence de l'enzyme (surtout après deux jours). Différents contrôles montrent qu'il s'agit bien d'une véritable réaction de Feulgen. Dans certains cas, les nucléoles sont positifs.



Histogrammes montrant la répartition des teneurs en acides désoxyribonucléiques dans les noyaux. En abscisses, la quantité en unités arbitraires. En ordonnées, fréquence en % des valeurs des différentes classes. A gauche : noyaux dans des cultures témoins; à droite : noyaux dans des cultures traitées (pendant deux jours), appartenant aux mêmes séries.

Nous avons mesuré quantitativement les acides désoxyribonucléiques, après réaction de Feulgen, par cytophotométrie (appareil et techniques mis au point dans notre laboratoire par H. Firket) (4), (5). Selon les nécessités, c'est tantôt la méthode à une longueur d'onde (Pollister et Ris, Swift, Leuchtenberger, Alfert, etc.) ou celle à deux longueurs d'onde (Patau, Ornstein, etc.) qui a été employée. Nos mesures ont porté exclusivement sur des cellules intercinétiques, plus précisément sur des cellules ne présentant pas de signe morphologique de mitose. Nous donnerons surtout les résultats obtenus sur des cultures soumises vivantes à l'action de l'enzyme pendant deux jours. Ils sont résumés dans les deux histo-

grammes ci-joints. Nombre de noyaux mesurés (plusieurs séries, groupées ici) : cultures témoins 190, cultures traitées 120.

On admet généralement que dans les conditions normales, la synthèse des acides désoxyribonucléiques s'effectue avant le début morphologique de la mitose. Dans nos expériences, le pourcentage des teneurs en acides désoxyribonucléiques dites « tétraploïdes » (c'est-à-dire correspondant à des valeurs supérieures de 50 à 100 % à la valeur diploïde) est fortement diminué; il passe en effet de 12,2 à 3,6 %. Dans les cultures traitées, le nombre des mitoses est très faible ou nul; l'index mitotique (moyenne pour 1 000 cellules) est respectivement de 0, 0, 1 et 0 dans quatre cultures traitées et de 11, 24 et 12 dans trois cultures contrôles du même âge et appartenant aux mêmes séries. Il y a donc une diminution nette du pourcentage des cellules où une synthèse d'acides désoxyribonucléiques a eu lieu, mais cette diminution est moindre que celle de la fréquence des mitoses; peut-être est-ce dû, en partie du moins, à un ralentissement de cette synthèse. Quant à la valeur diploïde, sa moyenne ne semble pas modifiée, du moins dans des proportions significatives. En effet, dans les noyaux témoins, elle est de 4,7 (unités arbitraires) et de 4,3 dans les cultures traitées pendant deux jours. S'il existe une diminution de la richesse en acides désoxyribonucléiques des noyaux, elle est donc de l'ordre d'environ 10 % ou moins (l'ordre de grandeur des erreurs inhérentes à la technique étant estimé à environ 10-12 %).

Des mesures cytophotométriques ont aussi été faites sur des noyaux dont les nucléoles sont Feulgen positifs. (Le problème de l'hétérogénéité a été résolu par la méthode des « petits champs » mesurés à différents endroits du noyau, dont le nucléole.) En résumé, la valeur diploïde de ces noyaux (nucléoles compris) ne paraît pas diminuée.

En ce qui concerne les granulations mitochondriales se colorant par la réaction de Feulgen, les mesures sont près de la limite des possibilités de l'appareil; le problème technique a été résolu en mesurant chaque grain isolément (par la méthode des deux longueurs d'onde) et en utilisant un petit diaphragme (ayant toutefois un diamètre un peu supérieur au double de celui du grain). Ces grains ont des tailles différentes et leur intensité de coloration présente des différences déjà perceptibles directement au microscope. Les dosages cytophotométriques montrent que la richesse de chacun d'eux en acides désoxyribonucléiques peut être estimée en moyenne à 1,6 % de la valeur diploïde. Le nombre de grains, variable, est en moyenne d'environ 61 pour une cellule. La quantité d'acides désoxyribonucléiques présente dans le cytoplasme de ces cellules s'élève donc approximativement aux 9/10e de celle du noyau, mais au total, la teneur par cellule (noyau + cytoplasme) ne dépasse pas dans ces conditions, la valeur tétraploïde proprement dite.

Ajoutons qu'après un jour seulement de contact avec l'enzyme, l'histogramme est normal, le cytoplasme Feulgen négatif. Après trois jours, malgré la persistance d'un certain nombre de grains mitochondriaux positifs et la fréquence plus élevée des nucléoles positifs, le nombre des noyaux à valeur « tétraploïde » semble revenir vers la normale. Peut-être y a-t-il épuisement de la désoxyribonucléase acide ou inhibition de celle-ci.

Enfin, dans des souches qui ont été cultivées pendant trois ou quatre passages successifs en présence de l'enzyme (à concentration moyenne), la croissance est aussi très fortement inhibée; les nucléoles sont généralement Feulgen positifs. Les dosages (par la méthode des « petits champs ») font ressortir un abaissement du pourcentage des valeurs « tétraploïdes » par rapport aux témoins. Dans ces derniers, il est en effet de 28 % contre 5,5 % pour les cultures traitées correspondantes (deux séries d'expériences). Dans ces mêmes cultures, l'index mitotique s'élève respectivement à 15,5 et à 4.

Contrairement à ce qui se passe avec cette désoxyribonucléase acide, une désoxyribonucléase neutre, qui inhibe considérablement aussi l'activité mitotique ([2]), provoque une forte diminution de la réaction de Feulgen au niveau des noyaux intercinétiques, mais celle-ci reste négative au niveau des chondriosomes. Ces résultats feront l'objet d'une publication ultérieure.

([1]) M. et S. Chèvremont, *C. R. Soc. Biol.*, juin 1957 (sous presse).
([2]) M. et S. Chèvremont, *Quad. Anat. Uman. Norm.* (*Napoli*), 1957 (sous presse).
([3]) E. Fredericq et A. Oth, *Biochem. J.*, 66, 1957, p. 33.
([4]) H. Firket, *Ann. Histoch.*, 1, 1956, p. 277-286.
([5]) H. Firket, *Arch. Biol.*, 1958 (en préparation).

(*Institut d'Histologie et Centre anticancéreux, Université de Liège.*)

EMBRYOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Recherches sur les facteurs de la différenciation sexuelle de l'appareil gubernaculaire du fœtus de Souris.* Note de M. **Albert Raynaud**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

L'hypertrophie du gubernaculum qui s'observe chez le fœtus mâle de Souris, à partir de la deuxième moitié du 15e jour ([1]), suggère l'intervention d'une stimulation provenant du testicule fœtal; on sait d'autre part, que chez le fœtus de free-martin bovin, le gubernaculum est intermédiaire entre le type mâle et le type femelle ([2]); enfin, V. Dantschakoff a décrit ([3]) une hypertrophie du gubernaculum chez les fœtus femelles de Cobaye traités par la testostérone. Ces faits m'ont conduit à essayer de mettre en évidence une influence stimulante du testicule fœtal et de la testostérone sur le gubernaculum du fœtus de Souris.

1. *Effets de la destruction des testicules sur le développement du gubernaculum du fœtus.* — Chez les fœtus de Souris âgés de 18 jours, dont les testicules ont été détruits par une irradiation localisée, au moyen des rayons X à l'âge de 13 jours [4], les gubernacula sont fortement réduits : les cônes inguinaux (*fig.* 2 et 3) ont une longueur assez variable mais ils sont beaucoup plus minces que chez les témoins (dimensions de deux axes transversaux : 130 × 225 μ chez le fœtus castré ; 270 × 370 μ chez le fœtus témoin); ils présentent de profondes modifications de structure : au lieu de l'épaisse paroi musculaire qui existe chez le témoin (*fig.* 1), on ne trouve chez le castrat (*fig.* 2 et 3) que quelques fibres qui entourent un petit amas central de mésenchyme serré. Ces résultats indiquent que le testicule fœtal doit être responsable du fort développement du gubernaculum, chez les fœtus mâles normaux.

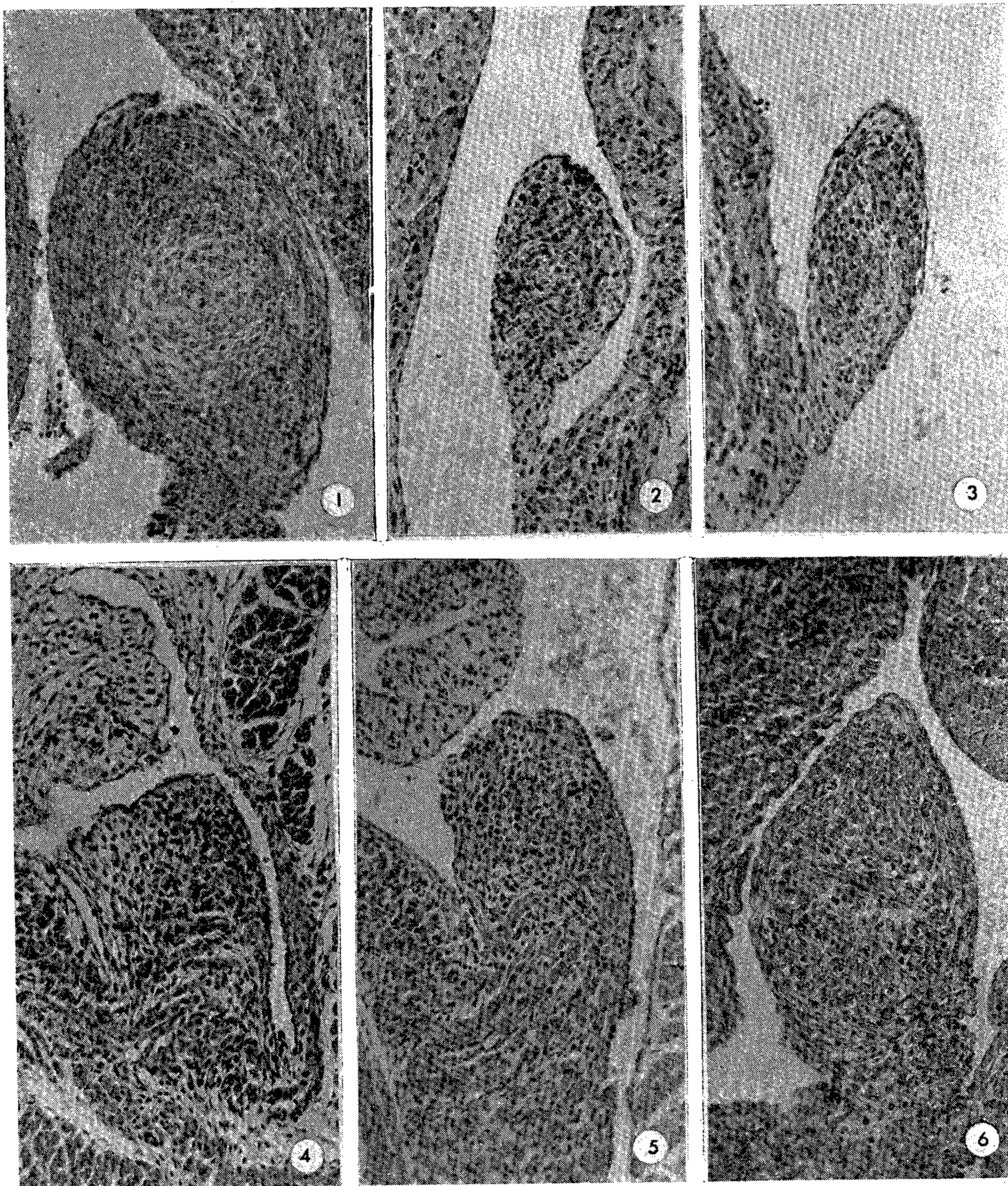
Cependant, la technique utilisée ne permet pas encore une conclusion rigoureuse : la destruction des gonades est provoquée par un étroit faisceau de rayons X, situé dans un plan perpendiculaire à l'axe vertébral et appliqué un peu cranialement par rapport à la hanche du fœtus qui est couché sur le côté; étant donnée la courbure de la région postérieure du corps du fœtus, au stade de 13 jours, les ébauches de la *chorda gubernaculi* se trouvent, au moment de l'irradiation, sur le côté interne de la paroi antérieure, en face et à hauteur (transversale) des gonades; cette ébauche n'a pas dû être touchée par le bord antérieur du faisceau, car le localisateur qui limite celui-ci est appliqué sur la moitié dorsale du corps de l'embryon; et, d'ailleurs, les tissus de la paroi du corps au sein desquels s'est formée l'ébauche du cône inguinal, présentent, à 18 jours, une structure histologique normale; par contre, la plus grande partie des gonoductes et de leurs enveloppes a été détruite par les rayons; et nous ignorons si cette destruction a influencé ou non le développement ultérieur du gubernaculum. Pour ces raisons, il sera utile d'obtenir une confirmation de mes résultats chez les espèces chez lesquelles la castration fœtale peut être réalisée chirurgicalement.

2. *Effets des hormones androgènes sur l'ébauche du gubernaculum des fœtus femelles.* — Onze fœtus femelles de Souris âgés de 18 à 20 jours et deux souris femelles nouveau-nées, appartenant à cinq portées différentes, provenant de mères ayant reçu une dose totale de 25 à 47 mg de propionate de testostérone entre le 9e et le 17e jour de la gestation, ont été utilisés pour cette étude; ces femelles étaient fortement masculinisées par ce traitement, mais leurs ovaires n'étaient pas descendus ou très faiblement seulement et les canaux de Müller n'avaient pas régressé.

L'examen histologique montre que chez ces fœtus, la partie basale du gubernaculum (*fig.* 5 et 6) est un peu plus large et un peu plus riche en cellules et en fibres musculaires que chez la femelle normale (*fig.* 4);

la partie craniale de l'organe tend à prendre une section arrondie ou ovoïde, mais elle reste beaucoup plus petite que chez le mâle normal.

D'autre part, l'injection d'une dose élevée de propionate de testostérone (460 μg) dans la cavité abdominale d'un fœtus femelle âgé de 13 jours,



1, 2, 3, photographies (G = 131) de sections histologiques de la partie moyenne du cône inguinal de fœtus mâles de Souris âgés de 18 jours. 1, fœtus témoin; 2 et 3, fœtus à testicules détruits par les rayons X, à 13 jours (1 et 2 appartiennent à des fœtus de la même portée); 4, 5, 6, photographies (G = 131) de sections de la partie basale du rudiment de cône inguinal d'une Souris ♀ nouveau-née normale (*fig.* 4) pesant 1043 mg et de deux fœtus ♀ de Souris, âgés de 20 jours, pesant 1506 mg et 1491 mg, provenant de mères ayant reçu respectivement 47,5 et 25 mg de propionate de testostérone pendant la gestation.

n'a également que faiblement stimulé le gubernaculum : l'organe, à 18 jours, est un peu plus renflé que chez le témoin, plus riche en cellules et en fibres et la section transversale de sa partie craniale présente un contour elliptique (il atteint 300 μ de hauteur cranio-caudale et ses axes transversaux mesurent 180 × 270 μ).

Ainsi, dans ces diverses conditions expérimentales, la testostérone a seulement provoqué une faible stimulation du gubernaculum des fœtus femelles. Ceci peut tenir, soit à une action insuffisamment intense de l'hormone mâle à un stade précoce, soit à une action antagoniste provenant des ovaires, soit peut-être encore à l'existence de différences entre les propriétés de la testostérone et de l'hormone testiculaire fœtale.

(1) A. Raynaud, *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 2100.
(2) T. H. Bissonnette, *Amer. J. Anat.*, **33**, 1924, p. 267.
(3) V. Dantschakoff, *Bull. Biol. France et Belgique*, **71**, 1937, p. 270.
(4) A. Raynaud et M. Frilley, *C. R. Soc. Biol.*, **141**, 1947, p. 1134.
(5) Cette atrophie du cône inguinal que j'ai observée chez quatre fœtus mâles castrés, n'est pas complète : ces gubernacula réduits sont un peu plus développés que ceux des femelles; ceci peut tenir, soit à ce que le testicule avait déjà influencé l'ébauche du gubernaculum à 13 jours et quelques heures, soit à d'autres facteurs (libération possible des produits de sécrétion des cellules interstitielles testiculaires au cours de leur radionécrose ?). Chez deux autres fœtus castrés, de sexe indéterminé, les gubernacula sont complètement atrophiés; ils le sont également chez les fœtus femelles à ovaires détruits par les rayons X (trois fœtus). (Les expériences de castration ont été faites avec M. M. Frilley.)

(*Institut Pasteur, Laboratoire de Sannois, Seine-et-Oise et Laboratoire Pasteur de l'Institut du Radium, Paris.*)

ANATOMIE COMPARÉE. — *Sur le trajet des fibres nerveuses optiques chez le Poisson Cyprinodonte* Gambusia holbrooki *Gir.* Note de M[lle] **Maryvonne Hamon**, présentée par M. Louis Fage.

Chez cette espèce, il est facile d'examiner le trajet des fibres provenant du nerf optique en s'adressant à des individus de 20 à 25 mm de long. L'entrecroisement des nerfs optiques est complet au chiasma, comme c'est la règle chez les Poissons. Par dissection, chaque lobe optique peut être isolé du rhombencéphale et, par suite, extrait avec son nerf afférent et examiné en entier, sur le frais, ou après coloration post-vitale au bleu de méthylène, ou fixé et coloré au glychémalun. Les coupes rendent moins bien compte des trajets optiques primaires dans l'encéphale, à cause de la présence de fibres d'origine différente qui s'entremêlent à eux.

Divers auteurs, depuis Bellonci (1), ont décrit les centres visuels des Poissons; les recherches anatomiques de Ströer (2), Lübsen (3) et Jansen (4), entre autres, sont les plus précises, mais, néanmoins, encore incomplètes.

Dans le nerf optique, les faisceaux sont plus ou moins individualisés et dépourvus d'endonèvre. Sortis de l'œil, ils subissent une torsion qui déporte les fibres ventrales sur le côté antérieur du nerf et les fibres dorsales sur son bord postérieur. Un premier entrecroisement s'observe dans le tractus après le chiasma : certains fascicules passent d'un côté à l'autre du nerf, entrelacés comme les doigts des mains croisées (schéma, cr.). Ströer ne mentionne pas cet entrecroisement chez *Lebistes*, voisin de *Gambusia*, cependant.

A partir de cet endroit, le tractus optique s'épanouit et les principaux faisceaux s'entrecroisent juste avant de pénétrer dans le lobe optique. On peut distinguer quatre groupes de fibres, selon le secteur, ou quadrant, de l'œil d'où ils proviennent, ce sont : les fibres dorsales, D, ventrales, V, antérieures, A, et postérieures, P (Ströer les considère comme réparties en deux groupes, DA et PV, et subissant une torsion telle que le premier se dirige, par le bord ventro-latéral, à l'arrière du tectum opticum, le second remontant dans la région antéro-dorsale de celui-ci).

Chez *Gambusia*, les trajets sont les suivants :

1° les fibres du secteur V se séparent en deux faisceaux divergents qui croisent les autres fibres du tractus et se dirigent vers l'arrière. L'un aborde le tectum par son bord ventral et s'épanouit à l'arrière de la couche optique; l'autre prend une direction symétrique et s'épanouit, de la même façon, du côté dorsal;

2° les fibres du secteur D continuent le mouvement de torsion qui les a déportées vers le bord postérieur du nerf et pénètrent dans le tectum par sa face interne; certaines de ces fibres vont au corpus geniculatum laterale (le traversant peut-être), d'autres le contournent par dessous et s'étalent vers la surface externe du tectum; enfin, un fascicule se détache vers l'intérieur et pénètre dans la région externe du tegmentum;

3° les fibres des deux secteurs A et P s'entrecroisent; celles de A vont vers la partie latéro-ventrale externe du tectum (en effectuant une torsion avant d'y pénétrer); celles de P s'étalent dans la région dorsale externe du lobe.

En gagnant l'arrière du tectum, les faisceaux se dissocient en rayonnant, et forment des fascicules plus minces dont les fibres s'entrecroisent à l'endroit de leur séparation. Les extrémités fibrillaires s'individualisent dans la couche corticale du tectum où elles rencontrent les ramifications protoplasmiques des neurones récepteurs de la couche interne du lobe optique.

Il semble résulter de cet entrecroisement des axones à différents niveaux, une mise en place des terminaisons cylindraxiles au contact des prolongements des neurones de la couche profonde du lobe optique, telle que leurs positions respectives sont inverses, mais symétriques, de celles occupées

par le corps des neurones ganglionnaires rétiniens. De la sorte, les excitations rétiniennes du secteur V de l'œil parviennent à la région dorsale postérieure du tectum; celles du secteur D à la région ventrale antérieure; celles du secteur A dans la région latéro-ventrale et celles de P dans la région latéro-dorsale du lobe.

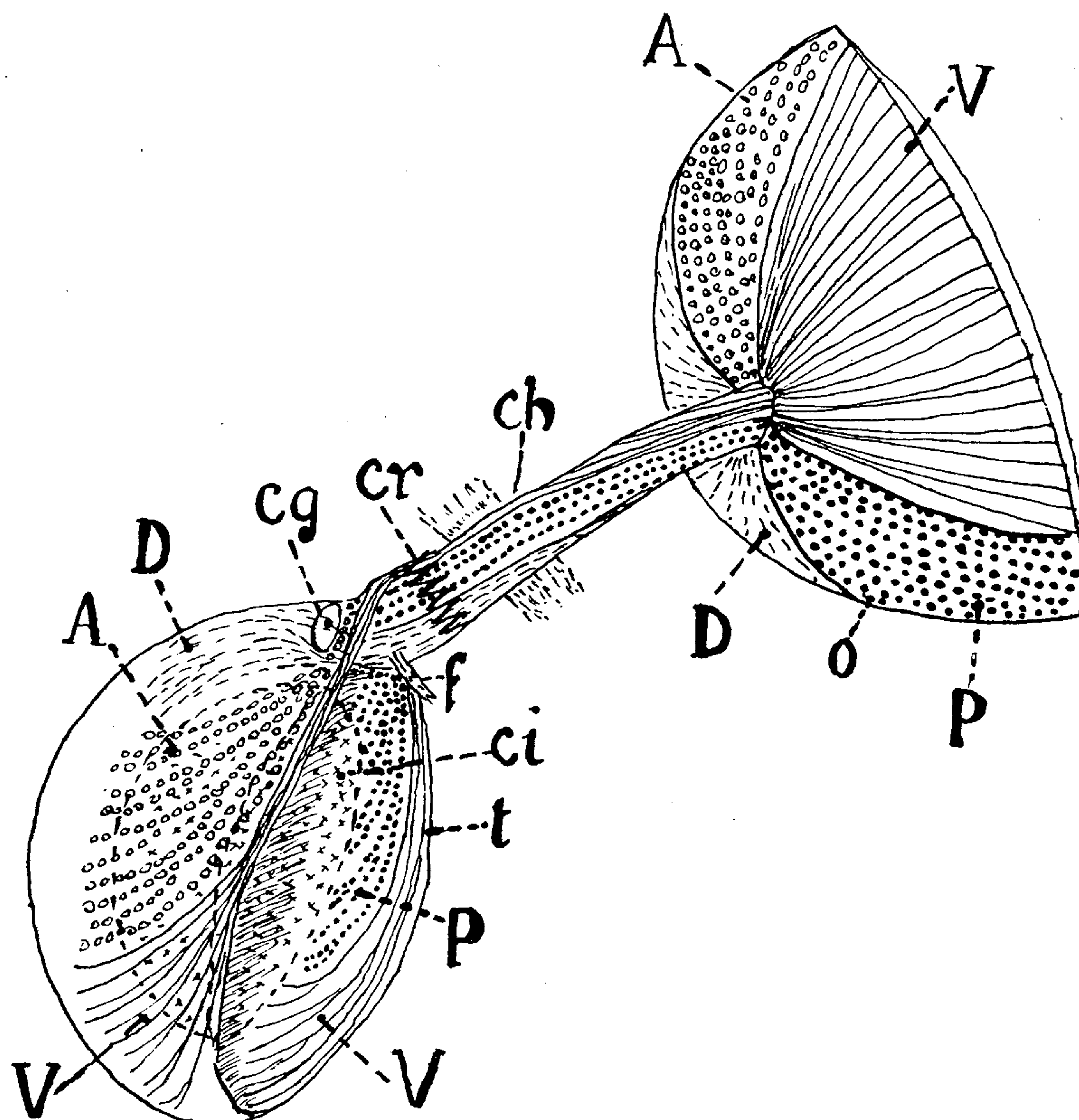


Schéma de l'œil gauche et du tectum opticum droit de *Gambusia holbrooki*, vus par la face ventrale.
cg, corpus geniculatum laterale; ch, chiasma; ci, couche interne du lobe optique; cr, premier entrecroisement de fibres optiques; f, fascicule se détachant vers le tegmentum; o, œil; t, tectum opticum; A, D, P, V, quadrants antérieur, dorsal, postérieur et ventral de l'œil et trajets des fibres correspondantes dans le lobe optique.

Ces dispositions anatomiques peuvent avoir un grand intérêt, au moins en ce qui concerne certaines théories qui tentent de faire comprendre le redressement des images rétiniennes. On sait que ces théories admettent, chez l'Homme, que le redressement de l'image reçue par la rétine est une opération cérébrale effectuée dès la naissance, grâce aux autres sensations (tactiles, auditives et motrices) et acquises d'une façon définitive. Il ne semble pas qu'on ait expliqué autrement le phénomène chez les autres Vertébrés.

On pourrait, en effet, se faire une idée plausible, mais toujours théorique, du redressement des images rétiniennes comme résultant des actions superposées et concomitantes du rebroussement des fibres du nerf optique au niveau de la rétine, et de l'entrecroisement de l'extrémité opposée de ces mêmes fibres au niveau du tectum, auxquelles s'ajouterait celle du chiasma. Une étude ultérieure en précisera les mécanismes.

(1) *Z. wiss. Zool.*, 47, 1888, p. 1-47.
(2) *Z. Anat. u. Entw. Gesch.*, 110, 1939, p. 301-321.
(3) *Nederl. Tijdsch. Geneesk.*, 65, 11 A, 1921, p. 1258-1261.
(4) *Proc. Kon. Akad. Wetensch.*, Amsterdam, 32, 1929, p. 1104-1117.

PSYCHOPHYSIOLOGIE. — *Recherches sur la faculté d'orientation du Hanneton commun* (Melolontha melolontha *L.*) (*Coléopt. Scarabeidæ*). Note de MM. **Albert Couturier** et **Pierre Robert**, présentée par M. Pierre-P.-Grassé.

Des expériences simples de dépaysement nous avaient permis de mettre en évidence le caractère *stéréotypé* des déplacements du Hanneton commun (*Mel. melolontha*) (1), (2).

Ce phénomène se manifeste sous deux formes. L'une passagère et relativement fugace permet de retrouver la direction d'un vol quelconque interrompu, même dans un site inconnu. Il s'agit d'une propriété, commune aux deux sexes, qui ne semble pas jouer un grand rôle dans la vie de l'insecte.

L'autre forme est en relation étroite avec le cycle de reproduction. Elle régit les différentes *migrations* des femelles. La direction choisie au cours de la sortie *préalimentaire* est retenue d'une manière indélébile. A la fin de l'ovogenèse, après la période d'alimentation, le *vol de ponte* a lieu dans la même direction, mais en sens inverse. Les mères déposent leurs œufs dans le sol, puis elles remontent en surface pour un nouveau départ; le *vol après ponte*, encore parallèle au déplacement préalimentaire, se fait alors dans le même sens que celui-ci.

Les deux migrations vers une forêt sont à l'origine de nature très différente. L'orientation prise après la ponte est déterminée par celle de la première sortie, elle semble donc obéir, au départ, aux mêmes lois que le vol de ponte. Toutefois, en cours de route, les individus entrent en relation visuelle avec le milieu extérieur et, le cas échéant, il se produit une régulation organique telle que l'attraction d'un site puisse devenir prépondérante, comme cela est de règle pour le vol préalimentaire. Aussi, leurs comportements seront semblables en présence d'un écran de fumée, qui

pourra modifier la ligne de vol sans toutefois influencer l'impression reçue primitivement.

Le vol de ponte, par contre, ne tient jamais compte de l'environnement. Les mères, après avoir buté devant un nuage artificiel, passent rapidement au-dessus de lui sans modifier leur direction.

Pendant la période d'alimentation, les insectes effectuent quelquefois des déplacements plus ou moins importants vers des bois voisins. La direction de ces *vols secondaires* est indépendante de celle prise pendant la migration préalimentaire et elle ne modifie pas le « psychisme » du Hanneton. Elle est momentanément retenue par les Insectes qui, après leur capture en vol, retrouvent leur route quelques minutes plus tard. Cette promenade est d'ailleurs sans conséquence sur leur conduite future. *La direction choisie au cours du vol préalimentaire reste prédominante*, et le vol de ponte a lieu en sens inverse de la toute première sortie.

En plein champ, la faculté d'orientation apparaît seulement pendant les périodes correspondant au rythme naturel de l'activité du Hanneton, c'est-à-dire le soir au crépuscule et pendant les belles matinées ensoleillées. *Au cours de l'après-midi, les Insectes semblent avoir perdu toute mémoire* et ceux retenus pendant le déplacement préalimentaire se réfugient vers le site attractif le plus proche.

Les immatures des deux sexes, capturés le soir par ciel clair, peuvent retrouver leur ligne de vol le jour quand le soleil est visible, même à travers des nuages légers; cela ne paraît plus possible si la couverture est assez épaisse pour masquer complètement l'astre.

Cependant, ces Insectes se sont montrés capables de retenir une direction choisie au crépuscule par temps entièrement couvert (migration préalimentaire). Dépaysés dans le temps et dans l'espace, ils reprennent alors leur route, non seulement si le ciel est partiellement dégagé, mais encore si celui-ci est totalement caché par les nuages.

Le soleil a déjà disparu de l'horizon au moment des vols du soir et la nature du guide paraît différente de celle invoquée pour expliquer un mode d'orientation « astronomique », en particulier dans un cas similaire relatif aux Abeilles ([3]).

Cette faculté a pu être troublée chez quelques Arthropodes, en particulier chez *Arctosa* (Arachnidæ) ([4]) en faisant intervenir divers agents physiques ou chimiques.

Des Hannetons ont été soumis de même à des éclairages décalés de 6 h en avance ou en retard sur l'heure solaire pendant une captivité d'au moins 4 jours. Ces traitements n'ont pas modifié la direction d'envol des femelles à la ponte ou après celle-ci. D'autres mères portées à basses températures ($+ 4^\circ$ pendant 14 et 64 h ou $+ 2^\circ$ pendant 8 jours) sont parties comme les animaux témoins, bien qu'elles soient restées longtemps à l'état

de vie ralentie. De façon identique, des Insectes plongés dans des atmosphères de gaz carbonique ou de protoxyde d'azote, pendant 2 ou 3 h, retrouvent rapidement leur orientation une fois remis à l'air libre.

Les femelles ont donc la possibilité de se diriger dans un paysage inconnu, après des périodes où leur métabolisme a été fortement troublé (narcose, froid). Le Hanneton ne semble pas pouvoir évaluer le temps (en se guidant plus ou moins sur l'alternance des jours et des nuits); il retrouverait instantanément la direction de vol d'après des repères cosmiques perçus au moment du départ.

En plein jour, le soleil joue un rôle certain lors de la reprise d'un vol interrompu peu de temps auparavant; nous avons pu dérouter des Insectes en masquant l'astre et en présentant son image à l'aide d'un miroir qui sert alors de guide. Le magnétisme terrestre peut aussi intervenir, comme l'a mis en évidence F. Schneider ([5]), mais il existe un facteur inconnu qui trouble la faculté d'orientation au cours de l'après-midi.

([1]) A. COUTURIER et P. ROBERT, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 2561; **242**, 1956, p. 3121.
([2]) A. COUTURIER et P. ROBERT, *Bull. Soc. Hist. nat. Colmar*, 1956, p. 27.
([3]) K. VON FRISCH, *Sitz.-ber., Bayer, Akad. Wiss., Math.-naturwiss.*, 1953, p. 197.
([4]) F. PAPI, L. SERRETTI et S. PARRINI, *Z. Vergl. Physiol.*, 39, 1957, p. 531.
([5]) F. SCHNEIDER, *Schweiz. Z. Obst. und Weinbau*, 1957, p. 414.

BIOLOGIE. — *Fractionnement des pigments oxydoréducteurs de l'hypoderme et des yeux d'un Grillon.* Note de Mme **SUZEL FUZEAU-BRAESCH**, présentée par M. Louis Fage.

Les pigments de l'hypoderme et des yeux du Grillon *Gryllus bimaculatus* de Geer comportent au moins trois fractions : *ommine*, *xanthommatine* et un pigment jaune, auxquelles il faut peut-être ajouter une quatrième fraction dont l'identité avec une *rhodommatine* est douteuse. L'origine de ces pigments a été étudiée à l'aide de tryptophane radioactif.

L'étude des pigments hypodermiques des Grillons ([1]) nous avait permis de ranger ceux-ci dans le groupe des pigments capables d'oxydoréduction et dérivés du tryptophane. En purifiant ces pigments chez *Gryllus bimaculatus* de Geer, nous avons pu séparer les fractions suivantes et les caractériser ([2]).

1re *Fraction.* — 50 à 100 grillons sont séchés à 50° C sous vide pendant 10 h, puis broyés. Après élimination de toutes les autres substances solubles, le pigment est extrait par une solution de méthanol contenant 2 % de ClH. Il est ensuite précipité soit par alcalinisation, soit par concentration et addition d'eau. Les flocons rouges pourpres recueillis sont longuement purifiés par une succession de dissolutions dans un tampon phosphate

à pH 8 et précipitations par ClH. Le pigment obtenu, lavé et séché, subit les opérations suivantes :

a. chromatographie sur papier avec une *ommine* témoin provenant d'un Céphalopode [3];

b. estérification avec le même témoin;

c. dégradation chimique, — acide — qui libère de la 3-oxycynurénine, — alcaline — qui donne de l'acide cynurétique;

d. le spectre en solution tampon à pH 8 montre un maximum à 536 mμ et en solution acide, deux maxima à 265 et 540 mμ.

Toutes ces opérations permettent d'identifier parfaitement le pigment obtenu comme une *ommine*, — pigment oxydo réducteur dérivé du tryptophane, de couleur pourpre, de haut poids moléculaire.

2e *Fraction.* — L'extrait réalisé de la façon ci-dessus ne contient qu'un seul pigment. Cependant quelques indices font penser à l'existence d'une autre fraction. Une masse relativement grande de substances brunâtres doit être éliminée au cours de la purification. Nous sommes peut-être en présence de produits de dégradation d'un pigment détruit par la chaleur. En outre, le spectre d'un extrait brut réalisé sur des animaux frais montre un maximum supplémentaire (solution acide) aux environs de 390 mμ.

En faisant un extrait direct par le méthanol-ClH (par exemple fragments de pleurites ou yeux plongés dans le solvant) ou bien en opérant comme précédemment mais à basse température, on décèle en effet par chromatographie un second pigment que la chaleur avait détruit. Ce dernier est-il aussi attaqué par un système enzymatique ? Cela est possible, car une extraction à température de la pièce n'est pas aussi favorable qu'une extraction à basse température. La méthode suivante s'est révélée la meilleure :

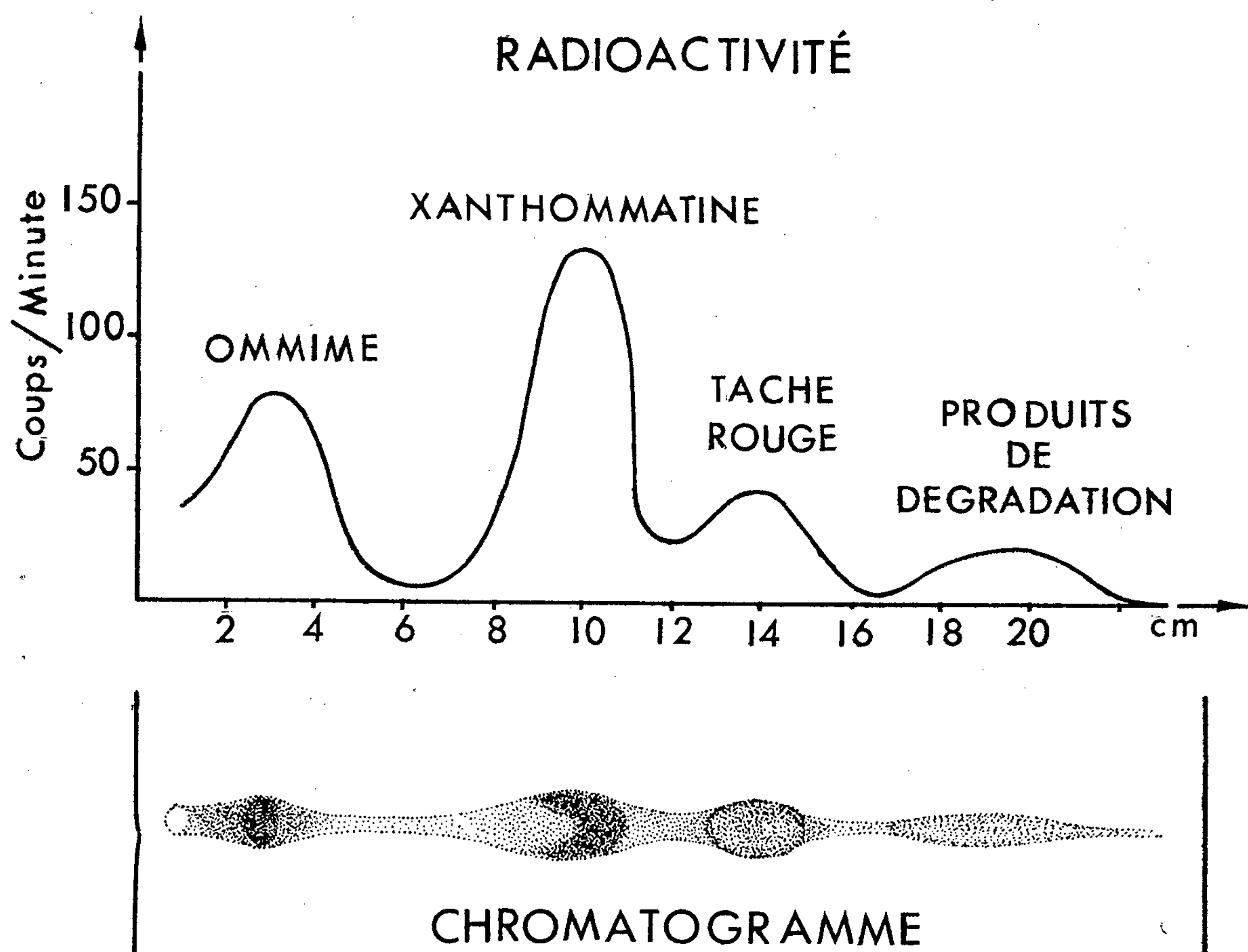
100 grillons sont endormis par du gaz CO_2, puis congelés à — 40° C, enfin broyés avec de la glace carbonique. La poudre glacée est traitée de la même façon que ci-dessus. Le précipité est repris par le tampon à pH 7. Une fraction du pigment — contenant beaucoup d'ommine — est alors précipitée par acidification. La solution restante, jaune vif, vire au rouge après l'addition de SO_2 et précipite au bout de quelques heures. Les flocons rouges obtenus peuvent être éventuellement purifiés, mais ils sont suffisants pour permettre de déterminer là une *xanthommatine*, — pigment jaune oxydoréducteur, dérivé du tryptophane, de faible poids moléculaire — comme le montrent :

a. la chromatographie sur papier avec un témoin de *xanthommatine* synthétique;

b. l'estérification avec le même témoin;

c. le spectre, qui montre en solution neutre deux maxima à 230 et 440 mμ, et en solution acide deux maxima à 380 et 480 mμ.

3e *Fraction.* — La chromatographie d'un extrait concentré montre une tache de couleur et de R_f voisins de la *rhodommatine*, pigment proche de la *xanthommatine*. Cependant les essais d'isolement de *rhodommatine*



Représentation des taches pigmentaires obtenues dans un chromatogramme (solvant : collidine, lutidine, eau, 1 : 1 : 2) et de la radioactivité correspondante détectée au compteur-cloche.

ont échoués. De plus, les spectres des substances obtenues par chromatographie et élution simultanées de la tache rouge et d'un témoin de *rhodommatine* de Vanesse ne sont pas identiques. L'estérification n'a pas non plus permis de déceler un produit semblable à celui que donne la *rhodommatine.* Par conséquent, la nature de cette tache est douteuse. Peut-être s'agit-il d'un produit de dégradation de l'*ommine.*

4e *Fraction.* — Les yeux du Grillon étudié renferment aussi un mélange de pigment. Le principal composant en est la *xanthommatine.* L'*ommine* est réduite à l'état de traces ou peut-être même absente. Un autre pigment de couleur jaune s'y trouve au contraire assez abondamment. Nous l'avons comparé à un témoin constitué par le pigment jaune des yeux de Sauterelle. La couleur est identique. Les R_f dans différents solvants sont les mêmes et se distinguent de ceux des pigments décrits ci-dessus. Ce pigment jaune est beaucoup moins connu que les précédents, mais ses caractères

de solubilité et d'oxydoréduction ont permis de penser jusqu'à présent qu'il était voisin des autres pigments. En attendant une connaissance plus approfondie, il est possible de le désigner provisoirement sous le nom d' « acridioxanthine » que Chauvin (4) avait créé en 1938 pour un pigment apparemment semblable qu'il avait décrit chez des Sauterelles.

Il est intéressant de noter que la présence de ce dernier pigment aux côtés des autres donne à ce Grillon une position intermédiaire entre les Sauterelles (qui ne semblent posséder que celui-ci) et les autres groupes d'Insectes chez qui se répartissent *ommine*, *xanthommatine* et *rhodommatine*.

Nous avons voulu vérifier l'origine de ces pigments dont toutes les propriétés nous incitaient à penser qu'ils étaient dérivés du tryptophane. Pour cela 20 grillons au stade préimaginal ont été injectés avec une solution de tryptophane radioactif marqué au C^{14}. Les animaux adultes obtenus ont été traités suivant la méthode ci-dessus indiquée et les pigments obtenus chromatographiés. La radioactivité des extraits est évidente et se localise dans les chromatogrammes au niveau des taches pigmentaires comme le montre la figure 1. Chez ce Grillon, il ne fait donc plus aucun doute que ces pigments dérivent effectivement du tryptophane. Seule l'origine du pigment jaune « acridioxanthine » n'a pu être vérifiée et demeure par conséquent mal assurée, la quantité relative de celui-ci étant trop faible dans l'extrait utilisé pour être visible sur un chromatogramme.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1274.

(2) Travail réalisé au « Max-Planck Institut für Biochemie » de Munich. M. le Professeur Butenandt et ses collaborateurs, MM. Biekert, Linzen et Neubert, nous ont aidé et conseillé.

(3) Les différentes substances de comparaison m'ont été fournies par MM. Biekert, Linzen et Neubert.

(4) *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 1018.

(*Laboratoire de Biologie animale S. P. C. N., Faculté des Sciences, Paris.*)

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Capacité d'accession à l'état imaginal des formes juvéniles du Phasme* Sipyloidea sipylus *W., après ablation des* corpora allata. Note de M. **Bernard Possompès**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Au cours d'une intermue donnée, les effets de l'ablation des *corpora allata* dépendent généralement du moment de l'intervention par rapport à une certaine période critique de position définie dans cette intermue. Les expériences exposées dans la présente Note montrent que les consé-

quences de l'allatectomie peuvent également être fonction du stade de la vie juvénile auquel l'opération est effectuée.

Sipyloidea sipylus est un Phasme indo-malais et australien introduit accidentellement, semble-t-il, à Madagascar. La souche d'origine malgache sur laquelle portent les expériences relatées ici descend d'une unique femelle et se maintient par reproduction régulièrement parthénogénétique. Durant la plus grande partie de l'année, le développement post-embryonnaire complet exige sept mues, mue imaginale comprise. L'imago possède des ailes mésothoraciques réduites à deux brèves écailles et des ailes métathoraciques longues et membraneuses.

L'ablation des *corpora allata*, pratiquée à tous les stades juvéniles (le dernier excepté évidemment), entraîne une accélération du développement imaginal. *Sipyloidea* se comporte donc à ce point de vue comme les espèces d'Insectes étudiées jusqu'à ce jour (B. Possompès, 1956) [1].

L'opération effectuée chez des jeunes des 4e, 5e et 6e stades est suivie d'une mue unique qui donne immédiatement naissance à un imago « anticipé ». Formés avant terme, ces imagos sont dotés d'ailes membraneuses achevées, mais relativement courtes, et leur taille corporelle est d'autant plus réduite par rapport à la normale que l'accélération provoquée supprime un nombre plus élevé de stades juvéniles.

Par contre, si l'on procède à la même intervention chez des jeunes du 2e stade (je n'ai pas encore opéré de nouveau-nés, mais il y a lieu de supposer que leur réaction serait similaire), on n'obtient jamais d'imago avant une deuxième mue post-opératoire.

Enfin, des jeunes du 3e stade privés de leurs *corpora allata* répondent de façon en quelque sorte intermédiaire. La mue consécutive à l'ablation libère un individu manifestant un développement important des ailes, mais l'état membraneux « sec » de ces dernières, exceptionnellement atteint, est souvent plus ou moins imparfait. La cuticule générale conserve une coloration de type juvénile et le corps lui-même, dans sa forme et dans les proportions de ses différentes parties, évoque un état pré-imaginal. Dans quelques cas, le développement post-embryonnaire s'arrête à cet état qui se maintient tout au long d'une existence « imaginale » atteignant parfois quatre mois. Cependant, dans la majorité des cas, ces imagos douteux, dans des délais plus ou moins considérables, tentent une deuxième mue post-opératoire au cours de laquelle ils succombent régulièrement; ils meurent à l'intérieur de leur exuvie incomplètement libérée, souvent affectés d'hémorragies abondantes.

Rappelons que, d'après Pflugfelder, après ablation des *corpora allata*, le Phasme aptère *Carausius* (=*Dixippus*) *morosus* subit toujours deux mues, quel que soit le stade de l'opéré [2].

Le comportement de *Sipyloidea sipylus* après allatectomie révèle l'existence, au cours de la vie juvénile de cet Insecte, d'un moment critique

approximativement localisé au 3e stade. La signification de ce point critique pose un problème susceptible de réponses diverses.

S'agit-il, chez les plus jeunes des opérés (2e stade), d'un maintien plus prolongé de l'hormone juvénile déjà présente dans l'hémolymphe et, de ce fait, directement responsable du caractère juvénile de la première des mues suivant l'ablation ?

Il me paraît plus indiqué de recourir à une explication faisant intervenir la réceptivité des cellules à un milieu hormonal donné.

A partir du 4e stade, les tissus manifestent un état de « maturité » leur permettant de répondre immédiatement aux incitations hormonales inductrices de leurs caractéristiques imaginales. Ils n'en deviennent pas pour autant insensibles à l'hormone juvénile; ainsi, dans le développement normal, tant que les *corpora allata* se maintiennent à un niveau suffisant de sécrétion, la mue garde un caractère juvénile.

Avant le 3e stade, l'accession à l'état imaginal exige de plus longs délais; la croissance des tissus sous leur forme juvénile doit se poursuivre durant la première intermue post-opératoire jusqu'à atteinte d'un état susceptible de différenciation imaginale.

Au 3e stade, la croissance juvénile parvient, semble-t-il, à un niveau critique et l'organisme, soustrait à l'action de l'hormone juvénile, peut manifester d'emblée une « compétence » imaginale plus ou moins étendue.

Des expériences en cours se proposent de vérifier la validité d'une telle interprétation ([3]).

([1]) B. Possompès, *Ann. Sc. Nat. Zool.*, 11e série, 18, 1956, p. 313-314.

([2]) O. Plugfelder, *Z. Wiss. Zool.*, 149, 1937, p. 477-512; *Verh. Deuts. Zool. Gesell.*, 1937, p. 121-129.

([3]) Un rapprochement probablement significatif peut être tenté entre ces faits et interprétations concernant *Sipyloidea* et les données de Bodenstein relatives à ses expériences d'implantation de disques imaginaux de *Drosophila*; en effet, cet auteur a été également conduit à émettre l'hypothèse que la différenciation d'un organe exigeait une croissance préalable minimum de l'ébauche correspondante (*Biol. Bull.*, 84, 1943, p. 34-58).

BIOLOGIE MARINE. — *Modifications de la répartition topographique des chromatophores au cours de l'adaptation chromatique d'*Hippolyte varians *Leach* (*Crust. Déc.*). Note de Mlle **Colette Chassard**, présentée par M. Louis Fage.

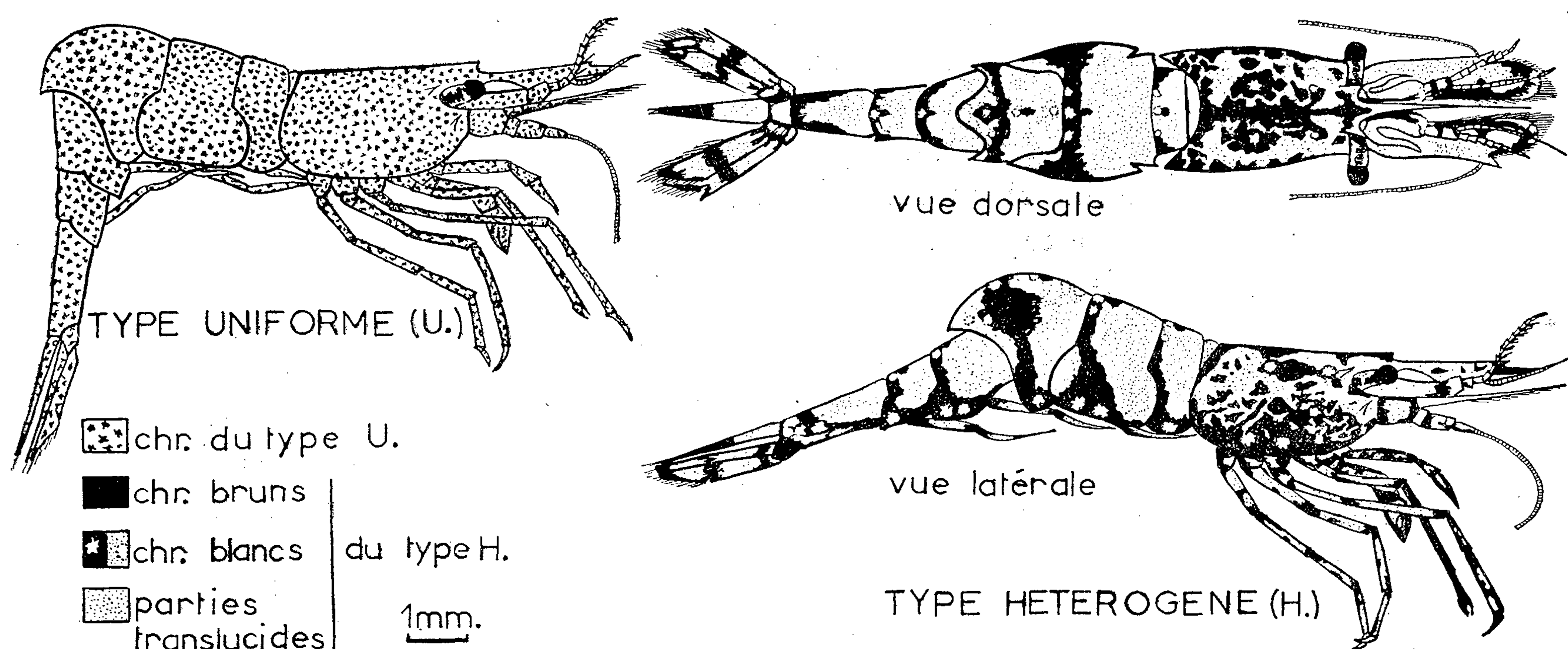
L'adaptation chromatique d'*Hippolyte varians* fait intervenir non seulement le mécanisme bien connu d'expansion et de contraction des chromatophores, mais aussi un mécanisme nouveau : apparition et disparition de chromatophores, transformant complètement la livrée de l'animal.

Les phénomènes chromatiques atteignent un haut degré de développement et de complexité chez les Crustacés Décapodes. Le chromatophore,

considéré comme élément topographiquement stable chez l'adulte, modifie la couleur de l'animal par étalement ou concentration du pigment qu'il contient et les changements de couleur produits tendent à adapter l'animal au substrat.

Knowles et Callan ([1]) ont noté l'apparition de chromatophores blancs supplémentaires sur les segments porteurs d'œufs chez certains Crustacés Décapodes. Dans cet exemple, lié à un état physiologique particulier de la femelle, on est bien loin d'atteindre l'amplitude des changements chromatiques que nous avons pu observer sur *Hippolyte varians*, où lors de la seule adaptation chromatique, nous assistons à une transformation complète de la livrée, aussi bien du point de vue de la couleur que de la répartition des cellules pigmentaires.

A. Existence de deux types de répartition des chromatophores (*fig.*). — 1° Dans le *type uniforme* (U) : les chromatophores, tous de même taille, sont répartis également sur tout le corps. Il n'y a pas d'aires translucides et l'animal présente une couleur unie verte, rouge ou brune, homogène. Quelques chromatophores blancs ou bleus s'ajoutent de façon très facultative.



Les deux types de répartition des chromatophores (chr.) chez *Hippolyte varians*. Un même animal peut présenter successivement ces deux types par adaptation chromatique.

2° Dans le *type hétérogène* (H) : les chromatophores de taille variable mais en moyenne plus grande que dans le type uniforme, sont répartis en certains points déterminés de l'hypoderme (laissant ainsi des espaces translucides) et des organes internes. Les chromatophores sont rouges, bruns et blancs, rarement verts. Leur répartition peut être précisée ainsi :

a. écaille antennaire : plus nombreux sur les bords interne et antérieur de l'écaille, formant souvent une nappe continue; *b. céphalothorax* : de taille irrégulière en surface avec répartition plus dense au-dessus des branchies; au niveau des organes internes, sur le tube digestif, la glande digestive et l'ovaire; *c. abdomen* : en surface, aires pigmentaires nettement définies, situées près des bords latéraux et postérieur de chaque tergite en formant des bandes. Suivant une ligne médiodorsale longitudinale : grands chromatophores bien individualisés de position et nombre relativement constants. Autour du tube digestif : manchon de chromatophores; *d. telson et uropodes* : chromatophores en bande transversale située au milieu des uropodes et pigmentation de la moitié distale du telson.

Dans toutes ces plages colorées, les chromatophores rouges ou bruns et les chromatophores blancs sont plus ou moins intimement mêlés, certains pouvant cependant conserver leur individualité et une position déterminée, particulièrement sur la ligne longitudinale dorsale de l'abdomen.

Il existe des formes de passage d'un type à l'autre, puisque l'on peut, à partir de l'un, obtenir l'autre.

B. Transformation d'un type en l'autre. — On connaît [2] la répartition d'*Hippolyte varians* dans la nature : sur *Cystoseira* (Phéophycée) individus hétérogènes (H) bruns, tandis que sur *Ulva* (Chlorophycée) individus uniformes (U) verts; ceci résultant de l'adaptation chromatique de l'animal au milieu. Mais si la crevette, adaptée à l'une de ces algues, est mise sur l'autre, c'est alors qu'intervient ce changement radical qui transforme un animal H en un animal U et inversement. Cette étude a nécessité un repérage topographique précis des chromatophores de chacun des 50 animaux mis en expérience.

1° *Transformation d'un individu hétérogène en un individu uniforme.* — En surface, les chromatophores tendent à se réduire tous à une même taille, il n'y a plus de grands chromatophores à la base des tergites; ils s'individualisent et les plages se disloquent. Sur les organes internes, les chromatophores se séparent les uns des autres en des taches ponctiformes. Puis une observation minutieuse permet de constater l'apparition dans les espaces auparavant translucides de minuscules points colorés qui sont autant de chromatophores en formation. Ainsi par régression des chromatophores préexistants et apparition de nouveaux dans les endroits antérieurement transparents, on arrive à un animal uniforme. Il y a changement, non seulement dans la répartition mais aussi dans la catégorie des chromatophores; exemple : si l'on passe d'une livrée H brune à une livrée U verte, les chromatophores blancs très nombreux chez un animal H brun, ne se retrouvent pas chez un U vert.

2° *Transformation d'un individu uniforme en un individu hétérogène.* — Les chromatophores situés près des bords latéraux des tergites et ceux

situés sur la ligne longitudinale médiodorsale, s'étalent et se ramifient; des taches pigmentées apparaissent ensuite autour du tube digestif. Parallèlement, des espaces antérieurement pigmentés s'éclaircissent et on n'y distingue bientôt plus aucun chromatophore. Enfin près des bords postérieurs de chaque tergite, les chromatophores préexistants s'étalent en nappes continues.

Non seulement la topographie change, mais aussi la couleur, car lors de la transformation d'un individu U vert en un individu H brun, il y a apparition de chromatophores blancs néoformés.

3° *Modalités de ces transformations.* — Le temps nécessaire au changement complet d'un animal est variable. La transformation d'hétérogène à uniforme est plus rapide que le phénomène inverse : 10 jours en moyenne dans le premier cas et 20 dans le second. Des animaux comparables ne réagissent pas toujours de la même façon et le temps nécessaire peut être plus ou moins long. Quelques rares crevettes se sont montrées réfractaires à tout changement de couleur. Ces différences n'apparaissent liées ni à la taille ni au sexe.

Conclusion. — Nous sommes donc en présence d'un phénomène nouveau qui entre dans le cadre de l'adaptation chromatique : disparition de chromatophores qui laissent ainsi des aires translucides et apparition de nouveaux chromatophores en des places qui n'en comportaient pas. Les recherches en cours compléteront ces observations *in vivo* et permettront sans doute de savoir s'il s'agit d'une synthèse de pigment dans un « préchromatophore » incolore déjà en place ou bien de l'installation d'un chromatophore nouveau à partir d'une cellule migratrice. En effet, si sur la ligne longitudinale médiodorsale de l'abdomen on reconnaît certains chromatophores de position très déterminée, cependant des expériences ramenant des animaux à l'état initial H brun après passage par l'état U vert, montrent qu'on ne retrouve pas des chromatophores exactement (sur l'écaille antennaire par exemple) aux mêmes endroits. La topographie générale des chromatophores d'un animal H brun semble remarquablement liée au trajet des artères de l'appareil circulatoire.

Il est possible que nous soyons là en présence d'un phénomène à double origine, qui par son amplitude grandit encore l'importance des transformations physiologiques mises en jeu lors de l'adaptation chromatique chez les Crustacés.

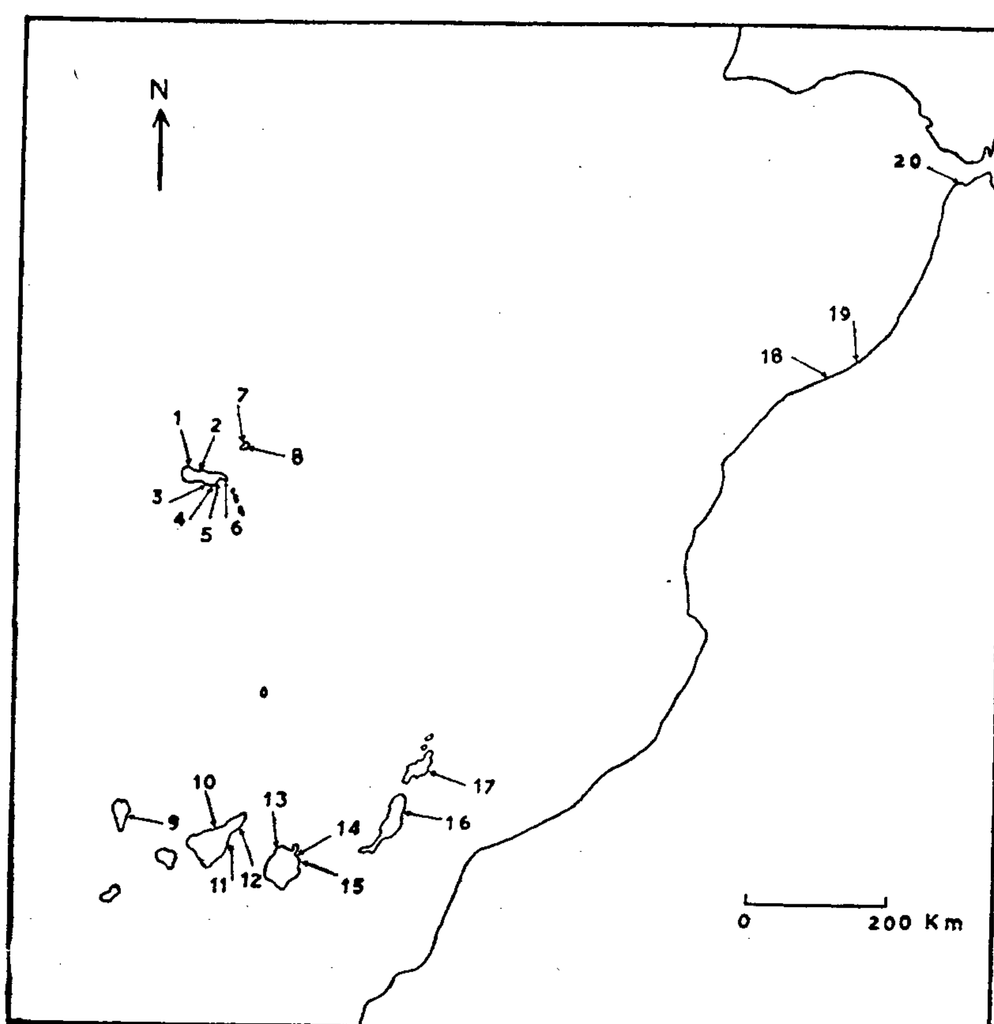
(1) *J. exp. Biol.*, 17, 1940, p. 262.
(2) C. Chassard, *Bull. Soc. Zool. Fr.*, 81, 1956, nos 5-6, p. 413.

(*Station Biologique de Roscoff et Laboratoire de Zoologie de la Faculté des Sciences de Paris.*)

GÉNÉTIQUE. — *Aspects phénotypiques de populations de* Sphæroma serratum *sur les côtes de Madère, des Canaries et du Maroc atlantique*. Note de M. **Henri Hoestlandt**, présentée par M. Louis Fage.

Sur les côtes des archipels de Madère et des Canaries, les populations de *Sphæroma serratum* se divisent en deux lots dont la ligne de séparation traverse longitudinalement l'île Gran Canaria. Le groupe Est, riche en mutants, se rattache aux populations de la côte atlantique marocaine; le groupe Ouest, très pauvre en mutants, est aberrant.

Le polychromatisme de populations de l'Isopode marin, *Sphæroma serratum* (Fabricius) a fait l'objet de recherches antérieures sur la majeure partie des côtes atlantiques d'Europe ([1]) et de l'archipel des Açores ([2]). L'examen de deux autres archipels atlantiques (Madère et Canaries), ainsi que quelques observations sur la côte marocaine qui leur fait face, fournit la matière de cette Note; les numéros des stations inventoriées figurent sur la carte ci-dessous.



L'archipel de Madère (32 et 33° de latitude Nord) est à 1000 km au Sud-Est des Açores et à 500 km au Nord des Canaries; *Sphæroma serratum* y avait été signalé ([3]). Les deux seules îles habitées, distantes l'une de l'autre de 100 km, sont explorées : Madère (stations 1 à 6), Porto-Santo (7 et 8). L'archipel des Canaries (27 à 29° de latitude Nord) est à 115 km

de la côte africaine (Cap Juby) et s'étale sur 500 km vers l'Ouest; *Sphæroma serratum* n'y avait pas été signalé; mais sa présence sur la côte africaine à Port-Étienne (1000 km au Sud du Cap Juby) ([4]) laissait espérer sa capture aux Canaries. Cinq îles, parmi les sept îles de l'archipel, sont explorées : Isla de La Palma (9), Tenerife (10 à 12), Gran Canaria (13 à 15), Fuerteventura (16) et Lanzarote (17). Sur la côte marocaine, trois stations sont examinées : régions de Casablanca (18 et 19) et de Tanger (20). Il est intéressant de signaler que les eaux côtières marocaines sont refroidies par des remontées d'eau profonde avec un maximum d'intensité à hauteur du Cap Cantin ([5]); d'autre part, les deux archipels subissent l'influence tempérée de la branche Sud de l' « Influx Atlantique » et la moyenne annuelle de température de la surface de la mer est légèrement plus élevée aux Canaries (20° C) qu'à Madère (19° C) ([6]).

Le tableau ci-contre contient la liste des stations étudiées, avec effectif et pourcentage des phénotypes (*albicans* A, *discretum* D, *lunulatum* L, *ornatum* O, *signatum* S, *rubrum* R, *aurantiacum* Au).

N°	Station.	Effectif.	A.	D.	L.	O.	S.	R.	Au.
1.	Porto Moniz	568	4,2	95,7	–	–	–	–	–
2.	Seixal	1 120	5,0	94,9	–	–	–	–	–
3.	Funchal	479	29,6	70,3	–	–	–	–	–
4.	Santa Cruz	891	12,6	87,4	–	–	–	–	–
5.	Machico	421	3,0	97,0	–	–	–	–	–
6.	São Lourenço	1 248	0,7	99,3	–	–	–	–	–
7.	Fonte de Areia	287	3,1	96,8	–	–	–	–	–
8.	Pedras Altas	1 193	4,2	95,7	–	–	–	–	–
9.	Santa Cruz	954	0,9	99,0	–	–	–	–	–
10.	Puerto de la Cruz	431	1,1	98,8	–	–	–	–	–
11.	Candelaria	1 112	1,4	98,5	–	–	–	–	–
12.	Santa Cruz	447	2,0	97,9	–	–	–	–	–
13.	Puerto de Sardina	1 040	7,3	92,6	–	–	–	–	–
14.	Las Palmas	1 117	–	79,4	1,1	0,8	3,8	14,6	–
15.	La Laja	980	0,3	82,3	–	–	0,9	16,4	–
16.	Puerto del Rosario	1 102	3,2	74,3	10,1	2,3	3,2	6,5	–
17.	Arrecife	1 416	1,2	55,3	23,2	2,5	1,5	16,0	–
18.	Dar Bouâzza	898	7,3	51,4	4,8	9,2	–	24,6	2,3
19.	Fedala	1 187	14,5	52,8	12,9	2,5	–	13,2	3,8
20.	Tanger	629	6,8	55,3	13,6	1,1	0,3	17,8	4,9

L'examen de ce tableau met en relief l'existence de deux lots de populations. Dans le premier lot (1 à 13), les populations sont très pauvres en phénotypes : D peu pigmenté est très abondant, A est souvent rare. Dans le second lot (14 à 20), les populations sont riches en phénotypes, mais il faut faire certaines remarques : D contient quelques bicolores; L montre une fine bande foncée sur la bordure des plages blanches antérieure et postérieure; en outre, aux Canaries, il y a des pseudo L; O possède parfois

un pigment noir; Au se limite au Maroc. C'est dans l'île Gran Canaria que se situe la limite entre ces deux lots, mais il faut souligner que les stations Est de l'île (14 et 15) sont phénotypiquement les moins riches de ce second lot.

La comparaison entre ces résultats et ceux de l'Europe continentale ou des Açores est suggestive. Les Sphéromes des Açores ne se rapprochent pas de ceux de Madère-Canaries. Madère s'apparente nettement à la partie occidentale des Canaries; la pauvreté raciale de ce premier lot (Madère, Ouest-Canarien) est plus accusée que celle qui apparaît aux limites nordiques de l'espèce (Boulonnais français, Galles anglaises, Donegal irlandais) : serait-ce lié au fait qu'on se trouve sur la bordure Sud-Ouest de l'aire d'extension ? Mais les Açores s'opposent à cette affirmation; serait-ce en dépendance de courants marins superficiels isolant Madère et l'Ouest Canarien ? Mais la lecture directe des cartes marines ne permet pas de l'affirmer ([5]); y aurait-il action de facteurs écologiques encore inconnus ? Le second lot (Est-Canarien, Maroc) ne s'apparente pas aux populations de l'Algarve portugais, caractérisées par l'abondance de types bicolores. On peut signaler que quelques rares Sphéromes de ce second lot ressemblent à des Sphéromes de Turquie ([7]).

L'étude de la distribution de certains organismes vivants dans les archipels atlantiques ([8]) prouve que la répartition des Sphéromes en deux lots n'est pas une exception : la végétation en général, les Coléoptères, les Reptiles se répartissent de la même manière aux Canaries; d'autre part, l'avifaune canarienne est riche en éléments africains alors que l'avifaune madérienne en est plus pauvre, et que l'avifaune açoréenne est européenne.

Il est possible que, dans le passé, *Sphæroma serratum* ait atteint naturellement les archipels atlantiques, à partir du continent européen pour les Açores et du continent africain pour les Canaries : l'abondance actuelle des mutants aux Açores et aux Canaries orientales, vraisemblablement liée à un climat tempéré, supposerait une installation postérieure à toute glaciation; le peuplement de Madère et des Canaries occidentales, très pauvre en mutants, aurait-il eu lieu antérieurement, sous un climat plus froid, en fin de période glaciaire ? Actuellement, la distribution des populations canariennes en deux lots semble prouver la sédentarité de l'espèce et la stabilité génétique des races polychromatiques.

([1]) C. Bocquet, C. Lévi et G. Teissier, *Arch. Zool. Exp.*, **87**, 1951, p. 245-297; H. Hoestlandt et G. Teissier, *Comptes rendus*, **234**, 1952, p. 667; H. Hoestlandt, *Comptes rendus*, **235**, 1952, p. 1052; **238**, 1954, p. 2360; **240**, 1955, p. 916; **243**, 1956, p. 1561.

([2]) H. Hoestlandt, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1680.

([3]) Communication non publiée du Chanoine Barreto, Recteur du Séminaire de Madère.

([4]) Th. Monod, *Bull. Soc. Zool. Fr.*, **55**, 1930, p. 489-501.

(5) Renseignements communiqués par M. Lacombe, Professeur d'Océanographie au Muséum de Paris.

(6) G. Böhneke, *Atlas Temperatur Salzgehalt und Dichte an der Oberfläche des Atlantischen Ozeans*, Berlin, 1936, 74 karten.

(7) S. Okay, *Rev. Fac. Sc. Univ. Istanbul*, B, 9, 1943, p. 204-226.

(8) *Contribution à l'étude du peuplement des Iles Atlantides*, *Mémoires*, *Soc. Biogéogr.*, 8, 1946, 500 pages; H. Volsøe, *Videnkabelige Meddeleeser*, 117, 1955, p, 117-176.

BIOPHYSIQUE. — *Sur le pouvoir radioprotecteur de l'hydrogène gazeux.* Note de M. **Jean-Michel Kirrmann**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

L'hydrogène gazeux protège l'ébauche frontale d'un embryon de poulet contre une irradiation localisée produisant la cyclopie chez les témoins.

Des recherches antérieures de notre laboratoire ont montré qu'un certain nombre de corps tels que la cystéamine (1), (2), la méthylamine (3), et le bleu de méthylène réduit (4) exercent une plus ou moins grande action radioprotectrice vis-à-vis de l'effet tératogène des rayons X. Ces corps étant tous des réducteurs plus ou moins forts, il nous a paru intéressant de savoir si l'hydrogène était capable d'exercer à lui seul une action semblable.

La technique des irradiations localisées (5), qui nous a permis d'étudier ce phénomène dans les cas précédents, se prête bien à l'étude de l'action d'un corps en phase gazeuse. Les expériences ont donc cherché à déceler l'action radioprotectrice éventuelle de l'hydrogène gazeux sur une ébauche embryonnaire de poulet.

Des œufs de 48 h d'incubation, ouverts face à l'embryon, sont déposés dans une enceinte de verre, refermée avec un couvercle de plexiglas, et soumis à une irradiation localisée produisant la cyclopie (6). On refait la même opération sur des œufs mis en atmosphère d'hydrogène 6 h avant l'irradiation. On dénombre la proportion de cyclopes obtenue dans les deux cas, et la comparaison des résultats permet de savoir si le gaz considéré est ou n'est pas radioprotecteur dans les conditions de l'expérience.

Les irradiations, effectuées avec un tube à anticathode de tungstène de 4 mm^2, sous 60 kV et 15 mA, ont duré 7 mn dans les deux cas. Le faisceau de rayons X est canalisé par un cylindre de plomb de 3 mm de diamètre intérieur. Les résultats obtenus sont données par le tableau suivant :

	Dans l'air.	Dans l'hydrogène.
Cyclopes	42	2
Non cyclopes	6	26
Total	48	28

Ces résultats montrent clairement que l'hydrogène exerce une action radioprotectrice sur l'ébauche frontale d'un jeune embryon de poulet.

Sur six embryons ayant été mis en atmosphère d'hydrogène immédiatement après l'irradiation et pendant 6 h, six deviennent cyclopes; il s'agit donc d'un effet véritable de radioprotection, non de réparation.

Deux hypothèses se présentent à l'esprit quant au mécanisme de cette action :

1° Ou bien il s'agit d'un simple effet d'anoxie par privation d'oxygène; un tel effet a été démontré par Dowdy, Bennett et Chastain (7) sur le Rat en 1950. Dans ce cas, on doit obtenir un effet analogue avec des gaz inertes.

2° Ou bien il s'agit d'un effet de réduction des radicaux oxydants libérés au cours de l'irradiation, par l'intermédiaire des molécules d'hydrogène dissociées dans les cellules. Dans ce cas, l'effet doit être spécifique de l'hydrogène et un autre gaz doit se révéler inefficace.

Des expériences ultérieures permettront de faire le choix entre ces deux hypothèses.

(1) Ét. Wolff et J.-M. Kirrmann, *C. R. Soc. Biol.*, **148**, 1954, p. 1629-1631.
(2) J.-M. Kirrmann, *Bull. biol.*, **139**, n° 4, 1955, p. 491-509.
(3) J. Goffinet, *Arch. anat. microsc. morph. exp.*, **45**, 1956, p. 162-172.
(4) J.-M. Kirrmann, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 2660-2662.
(5) Ét. Wolff, *Arch. anat. Hist. Embryol.*, **22**, 1936, p. 1-382.
(6) Ét. Wolff, *Arch. anat. Hist. Embryol.*, **18**, 1934, p. 145-168.
(7) A. H. Dowdy, L. R. Bennett et S. H. Chastain, *Radiology*, **55**, 1950, p. 879-885.

Laboratoire d'Embryologie expérimentale du Collège de France et du C. N. R. S.)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Détermination des acides organiques du plasma humain par chromatographie sur papier.* Note (*) de M. **Roger Nordmann**, Mlle **Anne Marty**, Mme **Adeline Tholozan** et M. **Jo Nordmann**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Ayant décrit précédemment (1) une technique de chromatographie des acides organiques urinaires, nous envisagerons dans la présente Note la chromatographie des acides organiques plasmatiques (à l'exception des acides les plus volatils) et les résultats obtenus sur plus de 250 échantillons de plasmas de sujets normaux à jeun.

A. *Technique.* — 8 ml de plasma sont déprotéinisés par la chaleur après ajustement du pH à 5,3 par adjonction d'acide acétique (2) (ce mode de déprotéinisation évitant l'introduction d'une substance gênant la chromatographie ultérieure). Après filtration et lavage des protéines,

on passe les filtrats, puis 15 ml d'eau de lavage, sur une colonne de « Dowex » 2,X-10, dans le cycle formiate (colonne de 40 × 4 mm; particules de résine de 60 à 80 « mesh »). Les acides organiques fixés sur la colonne sont ensuite élués par 10 ml d'acide formique 12 N. L'éluat concentré à + 40° C est déposé en totalité sur papier Arches 302 ou Whatman 1 et chromatographié en deux dimensions à 24 ± 1° C avec les mêmes phases solvantes que celles utilisées préalablement ([1]). Un grand nombre de techniques de révélation ont été employées pour l'identification des taches.

B. *Résultats.* — La figure 1 représente le schéma des taches rencontrées sur les chromatogrammes correspondant à 8 ml de plasma normal. Un grand nombre de ces taches sont inconstantes; on ne saurait, d'autre part, exclure la présence d'autres acides organiques dans le plasma, mais leur concentration est trop faible pour qu'ils donnent lieu à des taches décelables dans nos conditions expérimentales.

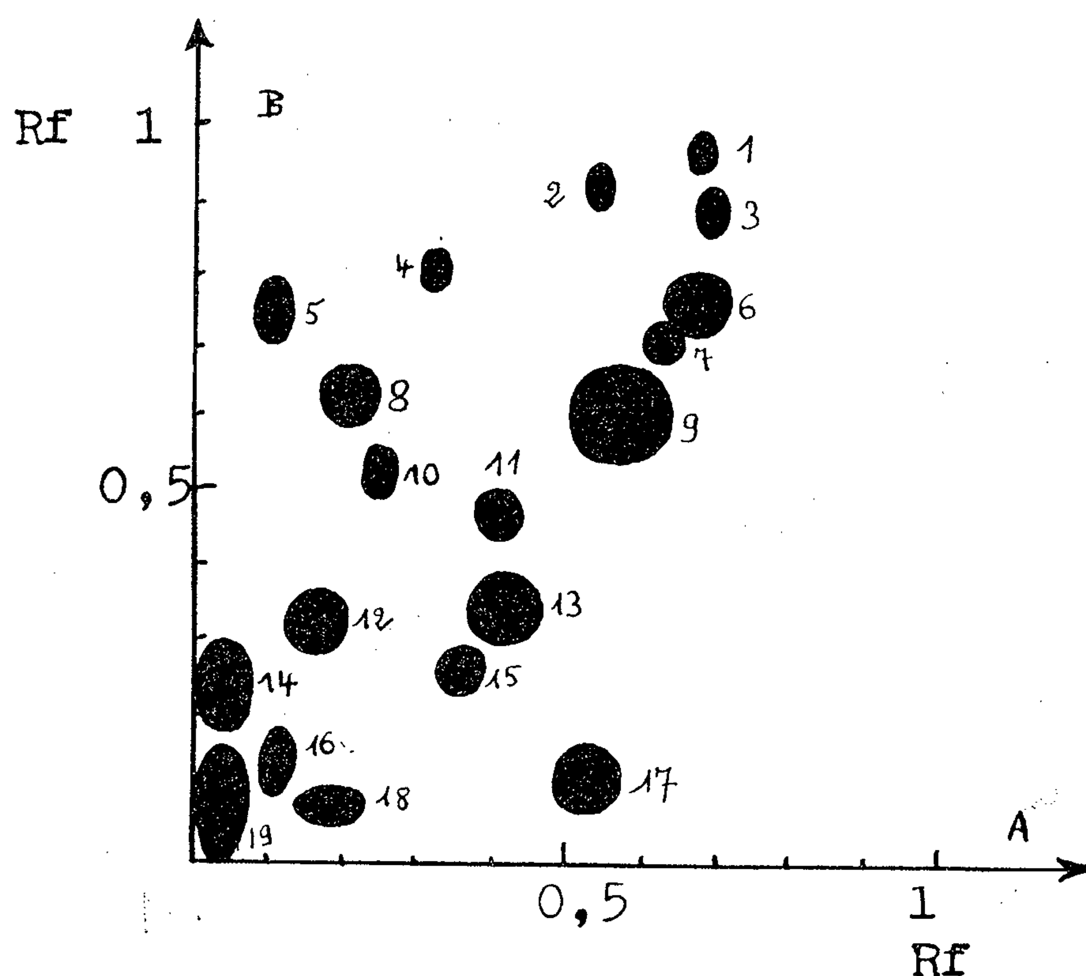


Schéma des taches trouvées sur les chromatogrammes de plasmas normaux. A, phase solvante alcaline; B, phase solvante acide.

La *tache* 9, la plus volumineuse sur la plupart des chromatogrammes, correspond à l'*acide lactique*. Il a été caractérisé, après extraction de l'acide de sa tache, par la technique de Barker et Summerson ([3]).

Les *taches* 5, 8, 10, 12 et 14 correspondent à des acides du cycle tricarboxylique. La tache 14, constante, est due à l'*acide citrique*; elle est colorée en rose par le *p*-diméthylaminobenzaldéhyde dans l'anhydride acétique ([4]), en violet par le nitrate d'argent ammoniacal ([5]). La tache 12, quasi constante, est due à l'*acide malique*; elle est colorée en violet par le nitrate d'ar-

gent ammoniacal ([5]); nous avons caractérisé l'acide extrait de cette tache par condensation avec l'orcinol en homoombelliférone selon la technique de Hummel ([6]). La tache 8, visible sur la plupart des chromatogrammes révélés par le vert de bromocrésol, a les mêmes Rf que l'*acide succinique*. La tache 5, inconstante, est décelée par sa coloration rose violacée avec le *p*-diméthylaminobenzaldéhyde dans l'anhydride acétique; elle correspond à l'*acide aconitique* ([4]). La tache 10, également inconstante, colorée en rose par ce même réactif, est due à l'*acide α-cétoglutarique*.

La *tache* 16, inconstante, correspond à l'*acide tartrique*, comme en témoignent les colorations obtenues avec le nitrate d'argent ammoniacal, le *p*-diméthylaminobenzaldéhyde dans l'anhydride acétique et surtout le *m*-vanadate d'ammonium ([5]).

La *tache* 13 est révélée par le réactif de Rydon et Smith ([7]) et correspond à l'*acide pyrrolidonecarboxylique*, visible à l'état de traces sur la plupart des chromatogrammes.

Les *taches* 2, 6 et 7 apparaissent sous forme de taches saumon (tache 2) ou orange (taches 6 et 7) avec le réactif de Gaffney et coll. ([8]). Elles ont été identifiées respectivement aux *acides o-hydroxyhippurique* (tache 2), *hippurique* (tache 6) et *m-hydroxyhippurique* (tache 7). Seul l'acide hippurique apparaît (à l'état de traces) sur la plupart des chromatogrammes, les deux autres étant très inconstantes.

Les *taches* 1 et 3, très inconstantes, sont révélées par la *p*-nitraniline diazotée ([9]). Leur comportement chromatographique permet de penser qu'il s'agit peut-être respectivement des acides *p*-hydroxyphénylacétique et β-*m*-hydroxyphénylhydracrylique, décelés dans l'urine par Armstrong et coll. ([10]). Cette hypothèse est en cours de vérification.

La *tache* 18, souvent mal détachée de la tache 19, est due à l'*acide urique*. Elle est colorée en noir en utilisant la méthode de révélation des purines de Vischer et Chargaff ([11]).

La *tache* 17 est due à des traces d'*acide chlorhydrique* (coloration jaune-verdâtre avec le réactif de Gaffney et coll.; blanche avec le nitrate d'argent ammoniacal).

La *tache* 19 forme une traînée contenant de l'*acide phosphorique* [coloration bleue avec le réactif de Benson et coll. ([12])], de l'*acide sulfurique* [identifié, après extraction de la tache, par la technique de Letonoff et Reinhold ([13])] et de l'*acide oxalique* [caractérisé par la méthode de Martin ([14])].

Les *taches* 4, 11 et 15, révélées par le vert de bromocrésol, sont très inconstantes et n'ont pas été identifiées jusqu'ici.

La technique décrite permet ainsi la détection simultanée d'un grand nombre d'acides organiques plasmatiques, dont plusieurs n'avaient pas été décrits jusqu'ici dans le plasma.

(*) Séance du 25 novembre 1957.
(1) R. NORDMANN, O. GAUCHERY, J. P. DU RUISSEAU, Y. THOMAS et J. NORDMANN, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2459; *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 36, 1954, p. 1461 et p. 1641.
(2) G. HUNTER, *Biochem. J.*, 62, 1956, 28 P.
(3) S. B. BARKER et W. H. SUMMERSON, *J. Biol. Chem.*, 138, 1941, p. 535.
(4) R. NORDMANN, J. P. DU RUISSEAU et J. NORDMANN, *Révélation différentielle de l'acide aconitique en chromatographie sur papier*, Communication au 3e Congrès International de Biochimie, Bruxelles, 1955.
(5) M. L. BUCH, R. MONTGOMERY et W. L. PORTER, *Anal. Chem.*, 24, 1952, p. 489.
(6) J. P. HUMMEL, *J. Biol. Chem.*, 180, 1949, p. 1225.
(7) H. N. RYDON et P. W. G. SMITH, *Nature*, 169, 1952, p. 922.
(8) G. W. GAFFNEY, K. SCHREIER, N. DI FERRANTE et K. I. ALTMAN, *J. Biol. Chem.*, 206, 1954, p. 695.
(9) H. G. BRAY, W. V. THORPE et P. B. WOOD, *Biochem. J.*, 48, 1951, p. 394.
(10) M. D. ARMSTRONG, K. N. F. SHAW et P. E. WALL, *J. Biol. Chem.*, 218, 1956, p. 293; M. D. ARMSTRONG et K. N. F. SHAW, *Ibid.*, 225, 1957, p. 269.
(11) E. VISCHËR et E. CHARGAFF, *J. Biol. Chem.*, 176, 1948, p. 703.
(12) A. A. BENSON, J. A. BASSHAM, M. CALVIN, T. C. GOODALE et V. A. HAAS, *J. Amer. Chem. Soc.*, 72, 1950, p. 1710.
(13) T. V. LETONOFF et J. G. REINHOLD, *J. Biol. Chem.*, 114, 1936, p. 147.
(14) S. M. MARTIN, *Chem. and Ind.*, 1955, p. 427.

(*Laboratoire de Biochimie, Clinique chirurgicale de la Salpêtrière, Paris*, 13e.)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Acide 3α-hydroxy* Δ^6*-cholénique et acide 3α, 6β, 7β-trihydroxycholanique*. Note de MM. **HENRI B. KAGAN** et **JEAN JACQUES**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les auteurs décrivent la préparation de l'acide 3α, 6β, 7β-trihydroxycholanique par action du tétroxyde d'osmium sur l'acide 3α-hydroxy Δ^6-cholénique. La coïncidence des constantes de ce nouvel acide et de l'*Acide I*, isolé à partir de la bile de rat, élucide la structure qu'il convient d'attribuer à l'acide naturel.

L'un de nous, dans une précédente Note (1), a décrit la préparation de quelques nouveaux acides Δ^6-choléniques, ainsi que les acides 6,7-dihydroxylés qui en dérivent, soit par action des peracides, soit par action du tétroxyde d'osmium. Au moment où ces premiers résultats étaient publiés nous avions déjà entrepris la préparation de l'acide 3α-hydroxy Δ^6-cholénique et des glycols qu'il permet d'atteindre, grâce aux méthodes dont nous avions acquis l'expérience sur des matières premières relativement plus accessibles (2).

Depuis lors, nous avons pris connaissance d'un certain nombre de travaux très récents qui nous incitent à faire paraître notre propre contribution dans un domaine qui semble éveiller un renouveau d'intérêt.

Haslewood (3) a, en effet, montré que l'acide hyocholique, isolé de la bile du Porc, est très vraisemblablement l'acide 3α, 6α, 7α-trihydroxycho-

lanique (III), structure que, de son côté, Ziegler ([4]) a confirmée par des arguments originaux.

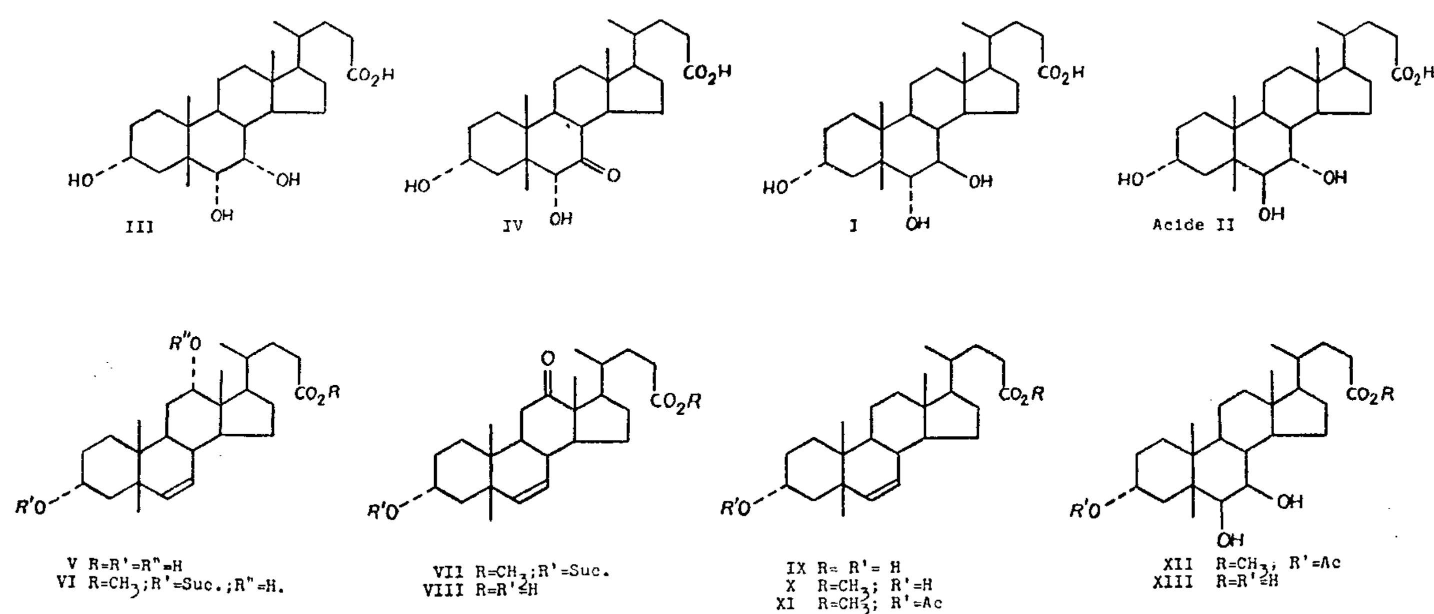
Par ailleurs, dans une série de Mémoires dont le premier a paru en avril de cette année, E. A. Doisy et coll. ([5]) viennent d'annoncer la découverte dans la bile du Rat de deux nouveaux acides trihydroxycholaniques, appelés « Acide I » et « Acide II », métabolites de l'acide chenodésoxycholique.

Selon ces auteurs ([6]) l'Acide II serait l'acide 3α, 6β, 7α-trihydroxycholanique. En ce qui concerne l'Acide I, sa structure, d'après les données d'une synthèse partielle que nous discuterons ultérieurement, serait celle de l'acide 3α, 6α, 7β-trihydroxycholanique (I). Toutefois les auteurs américains signalent que cette structure appelle des vérifications supplémentaires.

Notre présente Note porte sur la préparation de l'acide 3α, 6β, 7β-trihydroxycholanique (XIII) qui, si l'on admet les configurations proposées pour ces nouveaux acides biliaires naturels, reste le seul inconnu parmi les acides biliaires 3α, 6, 7-trihydroxylés.

L'acide 3α, 12α-dihydroxy Δ^6-cholénique (V) précédemment décrit ([1]) fournit le 3α-succinoxy 12α-hydroxy Δ^6- cholénate de méthyle (VI) avec un rendement de 48 %. Par oxydation chromique, dans l'acide acétique, celui-ci est transformé quantitativement en 3α-succinoxy 12-céto Δ^6-cholénate de méthyle (VII), qui, par réduction selon Kishner-Wolff-Minlon conduit à l'acide 3α-hydroxy Δ^6-cholénique (IX) (Rdt 95 %).

Cet acide a été transformé en 3α-hydroxy Δ^6-cholénate de méthyle (X), puis en 3α-acétoxy Δ^6-cholénate de méthyle (XI). Par action du tétroxyde d'osmium sur ce dernier, dans l'éther aiguisé d'un peu de benzène et en présence de pyridine, nous avons obtenu le 3α-acétoxy 6β, 7β-dihydroxycholanate de méthyle (XII) (Rdt 68 %), dont la saponification par la soude méthanolique fournit finalement l'acide 3α, 6β, 7β trihydroxy-cholanique (XIII).



L'acide que nous avons préparé se révèle différent de l'acide hyocholique F 185-186° $[\alpha]_D + 8°$ (MeOH) ce qui confirme l'hypothèse antérieurement

avancée, et suivant laquelle la *cis*-hydroxylation de la double liaison 6-7 par OsO_4 conduit à un glycol 6β, 7β.

Mais, par ailleurs, les constantes de notre acide présentent une telle analogie avec celles de l'Acide I, F 226° $[\alpha]_D + 62°,8 \pm 2°$(MeOH), qu'on pouvait légitimement se demander s'il ne s'agissait pas du même composé. Nous avons envoyé au Professeur E. A. Doisy un échantillon de notre acide qu'il a bien voulu comparer avec l'acide naturel isolé par lui. Le point de fusion mélangé n'accuse aucune dépression, les spectres infrarouges sont identiques. Ces résultats permettent donc d'affirmer que l'*Acide I possède la structure de l'acide* 3α, 6β, 7β-*trihydroxycholanique*. Cette conclusion est également celle à laquelle est parvenue l'équipe de chercheurs américains ([7]).

La formule antérieurement proposée pour l'Acide I avait été déduite de sa préparation à partir de l'acide 3α, 6α-dihydroxy 7-cétocholanique (IV) par réduction au moyen de l'isopropylate d'aluminium (la réduction du même acide par le borohydrure de sodium conduit à l'acide hyocholique). Sur ce point, on peut imaginer que, dans les conditions mêmes de la réduction le cétol initial se transpose en acide 3α, 7β-dihydroxy 6-cétocholanique ([8]), qui fournirait alors l'acide 3α, 6β, 7β-trihydroxylé.

D'un autre côté, puisque l'Acide I possède une structure de glycol *cis*, la rapidité de son oxydation periodique (100 % en moins d'une heure, alors que l'Acide II est, en 8 h, attaqué à moins de 5 %) ne soulève plus les difficultés qui avaient retenu l'attention des chercheurs américains eux-mêmes.

Nous avons préparé les corps suivants ([11]) :

(VI) 3α-succinoxy 12α-hydroxy Δ^6-cholénate de méthyle ($C_{29}H_{44}O_7$) F 160-163°; $[\alpha]_D^{20} + 57°,8 \pm 3 (c = 0,4)$.

(VII) 3α-succinoxy 12-céto Δ^6-cholénate de méthyle ($C_{29}H_{42}O_7$) F 205-207°; $[\alpha]_D^{21} + 104° \pm 3 (c = 0,7)$.

(VIII) Acide 3α-hydroxy 12-céto Δ^6-cholénique ($C_{24}H_{36}O_4$) F 200-201°; $[\alpha]_D^{18} + 44°,5 \pm 1 (c = 0,86)$.

(IX) Acide 3α-hydroxy Δ^6-cholénique ($C_{24}H_{38}O_3$) F_{inst} 217°; $[\alpha]_D^{20} + 17°,3 \pm 3$ $(c = 0,2)$.

(X) 3α-hydroxy Δ^6-cholénate de méthyle ($C_{25}H_{40}O_3$, 1/2 H_2O) F 85,5-86°; $[\alpha]_D^{21} + 23°,4 \pm 3 (c = 0,7)$.

(XI) 3α-acétoxy Δ^6-cholénate de méthyle ($C_{27}H_{42}O_4$) F 124-125° $[\alpha]_D^{19} + 54°,6 \pm 4 (c = 0,7)$ ([12]).

(XII) 3α-acétoxy 6β, 7β-dihydroxycholanate de méthyle ($C_{27}H_{44}O_6$) F 183-184°; $[\alpha]_D^{21,5} + 61°,6 \pm 2 (c = 0,7)$.

(XIII) Acide 3α, 6β, 7β-trihydroxycholanique ($C_{24}H_{40}O_5$) F_{inst} 226°; $[\alpha]_D^{21} + 64° \pm 4 (c = 0,5$ MeOH).

(1) H. B. KAGAN, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1373.

(2) Ces recherches avaient été entreprises par l'un de nous (H. K.) en vue de préparer des stéroïdes possédant un noyau B « ouvert » et d'en étudier les propriétés biologiques.

(3) G. A. D. HASLEWOOD, *Biochem. J.*, 62, 1956, p. 637.

(4) P. ZIEGLER, *Canad. J. Chem.*, 34, 1956, p. 523.

(5) J. T. MATSCHINER, T. A. MAHOWALD, W. H. ELLIOTT, E. A. DOISY JR., S. L. HSIA et E. A. DOISY, *J. Biol. Chem.*, 225, 1957, p. 771.

(6) S. L. HSIA, S. T. MATSCHINER, T. A. MAHOWALD, W. H. ELLIOTT, E. A. DOISY JR., S. A. THAYER et E. A. DOISY, *J. Biol. Chem.*, 225, 1957, p. 811.

(7) Le Professeur E. A. Doisy nous communique (lettre du 26 novembre 1957) que ces résultats paraîtront dans un prochain numéro du *Journal of Biological Chemistry*.

(8) En ce qui concerne les isomérisations d'α-cétols en présence d'alcoolates d'aluminium *voir* (9). Ziegler (10) a par ailleurs montré que le cétol (IV), traité par la potasse méthanolique fournit l'acide 3α, 7β-dihydroxy-6 (5α) cholanique.

(9) I. ELPHIMOFF-FELKIN, *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 1845.

(10) P. ZIEGLER, *Canad. J. Chem.*, 34, 1956, p. 1528.

(11) Sauf indication contraire les pouvoirs rotatoires sont déterminés dans le dioxane anhydre.

(12) S. L. HSIA, J. T. MATSCHINER, T. A. MAHOWALD, W. E. ELLIOTT, E. A. DOISY JR., S. A. THAYER et E. A. DOISY, *J. Biol. Chem.*, 226, 1957, p. 667.

(Collège de France, Laboratoire de Chimie organique des Hormones, Paris 5e.)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur l'utilisation du chrome radioactif en vue d'une appréciation quantitative de l'érythropoïèse.* Note de MM. **Laurent Meeus-Bith, Jean Coste, Claude Paoletti** et **Michel Boiron**, présentée par M. René Fabre.

L'étude de la décroissance de la radioactivité des hématies marquées par ^{51}Cr révèle certaines discordances entre les faits expérimentaux et les prévisions théoriques. Les auteurs prouvent qu'il ne s'agit pas d'un marquage hétérogène des globules rouges mais d'une libération partielle du chrome. L'appréciation quantitative de ce phénomène permet les corrections nécessaires au calcul de l'érythropoïèse.

Le chrome radioactif fixé sur les hématies permet la détermination de leur durée de vie (1). Il semble possible à partir de cette détermination d'apprécier quantitativement l'érythropoïèse (2).

Si, à chaque instant t et dans l'intervalle du temps dt, $d\mathrm{N}/dt$, P et D représentent respectivement la variation du nombre des hématies, la production et la destruction érythrocytaire dans un organisme, on peut écrire

$$\frac{d\mathrm{N}}{dt} = \mathrm{P} - \mathrm{D}.$$

Cette égalité montre que le calcul de P à partir des deux autres données n'est possible, dans le cas où celles-ci varient, que si l'érythropoïèse reste approximativement constante pendant la durée de l'observation.

En outre, il est nécessaire qu'aucune hémorragie ou transfusion ne vienne modifier les modalités de disparition des hématies. Cette disparition est due : *a.* au vieillissement naturel des cellules, obéissant à une loi linéaire et se traduisant par une durée de vie intrinsèque T, dont la valeur, chez l'Homme, est de 120 jours environ; *b.* éventuellement, dans les cas pathologiques, à une destruction hémolytique non physiologique obéissant à une loi exponentielle et se traduisant par un paramètre b, donnant à chaque instant t la proportion des hématies éliminées par hémolyse.

Le calcul montre que

$$\text{(II)} \qquad D = -\frac{a_0}{1 - a_0 t} N - bN, \qquad \text{avec} \quad a_0 = \frac{1}{T} = \frac{1}{120}.$$

La détermination de D nécessite que l'on puisse, à un moment donné, isoler une population de N_0 hématies, suivie en établissant expérimentalement une fonction $N = N_0 f_{(t)}$, cette fonction permettant de calculer empiriquement les coefficients a_0 et b.

L'emploi du chrome radioactif permet ces opérations à condition que la fixation du radioélément soit *homogène* au départ, donc indépendante de l'âge des hématies, *irréversible* et *inoffensive* vis-à-vis des hématies. (II) peut alors s'écrire

$$\text{(III)} \qquad D = -\frac{a_0}{1 - a_0 t} z - bz,$$

z, constamment proportionnel à N, représentant la radioactivité du sang à chaque instant t.

Or, chez les individus normaux, on observe une décroissance curvilinéaire de la radioactivité sanguine et non linéaire comme il est prévu par la théorie. Il faut donc admettre que l'une des conditions initiales que nous venons de définir n'est pas remplie.

Il ne peut s'agir de l'homogénéité du marquage. En effet si l'on suppose que la quantité de chrome fixé au départ sur une hématie varie avec l'âge τ de la cellule, on peut définir une fonction $z(\tau)$ donnant la variation de cette quantité en fonction de τ et une fonction dérivée

$$g(\tau) = \frac{N_0}{z_0} f(\tau).$$

Si $g(\tau)$ varie linéairement, $g(\tau) = \alpha + \beta t$, le calcul permet d'aboutir à la formule

$$\frac{z}{z_0} = 1 - (2 - \alpha)\frac{t}{T} + (1 - \alpha)\left(\frac{t}{T}\right)^2.$$

Cette formule ne rend pas compte des courbes expérimentales obtenues, non plus qu'une approximation du second degré sur $g(\tau)$.

A ces arguments théoriques, s'ajoutent les faits expérimentaux suivants :

une population d'hématies marquées par ^{51}Cr et contenant de nombreux réticulocytes obtenus par intoxication à la phénylhydrazine est séparée, selon la technique d'Aeberhardt ([3]), en fractions dont la richesse en éléments jeunes va en décroissant. Le tableau suivant fournit un exemple des résultats obtenus : la radioactivité fixée par les cellules est constante quel que soit la fraction examinée.

Fractionnement de haut en bas.	Réticulocytes (%).	^{51}Cr fixé sur 10^6 cellules (c/mn).
1re fraction	42	6,8
2e »	22	6,7
3e »	11,4	5,6
4e »	13	7,2

Il faut alors admettre que le chrome est toxique pour les hématies ou qu'une lente élution élimine le métal de son support cellulaire; l'un ou l'autre de ces phénomènes se traduit en fait dans les résultats expérimentaux par une fausse hémolyse de coefficient γ. Il est donc nécessaire d'introduire γ dans (III) qui s'écrit

(IV) $$D = -\frac{a_0}{1 - a_0 t} z - (b + \gamma) z.$$

Si b est beaucoup plus élevé que γ (hémolyse franche), ce dernier coefficient peut être négligé. Dans les autres cas, il est nécessaire de calculer γ chez des individus normaux quand b est nul et d'admettre que les valeurs obtenues sont identiques dans les hémopathies. Le tableau suivant fournit un exemple de ce calcul.

Radioactivité en % de la radioactivité initiale.	Jours = t.	$\frac{1}{\gamma}$.	Erreur relative sur les points de la courbe $\frac{dz}{z}$ d'après leur écart de la courbe normale (%).	Erreur relative sur γ. $\frac{d\gamma}{\gamma} = \frac{dz}{z} \cdot \frac{1}{\gamma^t}$ (%).	Limites extrêmes permises pour déterminer $\frac{1}{\gamma} = 82 \pm \frac{d\gamma}{\gamma}$.
86	4	43	1,2	25	61-103
83	7	72	3,5	40	49-115
71	13	69	1,5	9,2	74- 89
63	20	90	5	20	64- 98
52	27	81	2	6	77- 87
44	34	87	2,5	6	77- 87
37	42	91	5,5	10	72,5- 91,5
32	46	87	3,5	6	77- 87
18	64	86	5,5	7	76,5- 87,5
14	72	96	15	17	68- 96
8	78	72	15	15	70- 94
6	84	76	10	10	74- 90
4	91	85	10	8	76- 88

Formule générale : $z = z_0(1 - a_0 t)\, e^{-(b+\gamma)t}$ avec pour hypothèse $b = 0$.

La précision relative est, pour z, moins bonne vers la fin de la courbe et, pour γ, vers le début; on en déduit l'intérêt de faire l'analyse pour z compris entre 70 et 30 %.

Ces calculs ont été effectués chez l'Homme pour 10 courbes, tant personnelles que prises dans la bibliographie ([4]), ([5]). Les valeurs de $1/\gamma$ obtenues ont été les suivantes : 65, 70, 70, 82, 83, 90, 90, 90, 100 et 100 et conduisent à une valeur moyenne de ce paramètre de 85 ± 12.

En conclusion il apparaît :

1° que l'interprétation théorique de la destruction des hématies marquées par ^{51}Cr :

a. est facilitée par l'absence de phénomène de marquage hétérogène;

b. est compliquée, par contre, par une élimination de traceur fixé sur les cellules;

2° que cette interprétation rend possible, dans des conditions bien définies, un calcul de la production érythropoïétique. Ces conditions semblent en particulier remplies dans le cas d'anémies hémolytiques chroniques non traitées et non compliquées par des troubles hémorragiques.

([1]) S. J. Gray et K. Sterling, *J. Clin. Invest.*, 29, 1950, p. 1604-1613.

([2]) A. Combrisson-Le Bolloch, E. Cadet et R. André, *Comptes rendus*, 244, 1956, p. 2663.

([3]) A. Aeberhardt, *Rev. Hemat.*, 2, 1956, p. 426-433.

([4]) D. A. Sutherland, M. S. Mc Call, M. Groves et E. E. Muirhead, *J. Lab. Clin. Med.*, 43, 1954, p. 717 à 726.

([5]) R. C. Read, G. W. Wilson et F. H. Gardner, *Amer. J. Med. Sci.*, 228, 1954, p. 40-52.

(*Centre de Recherches de l'Association Claude Bernard, Hôpital Hérold, Paris et Laboratoire d'Hématologie, Institut Gustave Roussy, Villejuif, Seine*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Variations physiologiques de la levure au cours de la croissance sur l'acide lactique comme seule source de carbone.* Note (*) de MM. **Pierre Galzy** et **Piotr P. Slonimski**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

La levure, *Saccharomyces cerevisiæ*, est cultivée dans la plupart des cas aux dépens de glucides comme sources d'énergie et de carbone. On sait que, dans ces conditions, la biosynthèse des enzymes respiratoires est inhibée, même en aérobiose, par le métabolisme fermentaire du glucose (« contre-effet Pasteur ») ([1]), ([2]). Il en résulte que la majeure partie de la prolifération rapide de la levure est accompagnée d'une faible consommation d'oxygène et d'une forte accumulation d'éthanol ([3]), ([4]), ([5]). Or, la levure peut proliférer aux dépens d'autres sources de carbone, tels les acides organiques. Il nous a donc paru intéressant de comparer les

propriétés physiologiques de la levure cultivée sur glucose et sur lactate.

L'étude de la croissance a été réalisée en milieu synthétique ([5]), où la source carbonée constitue le seul facteur limitant. En effet, la croissance maxima est fonction linéaire de la quantité initiale du substrat lorsque celle-ci est inférieure à 1 %.

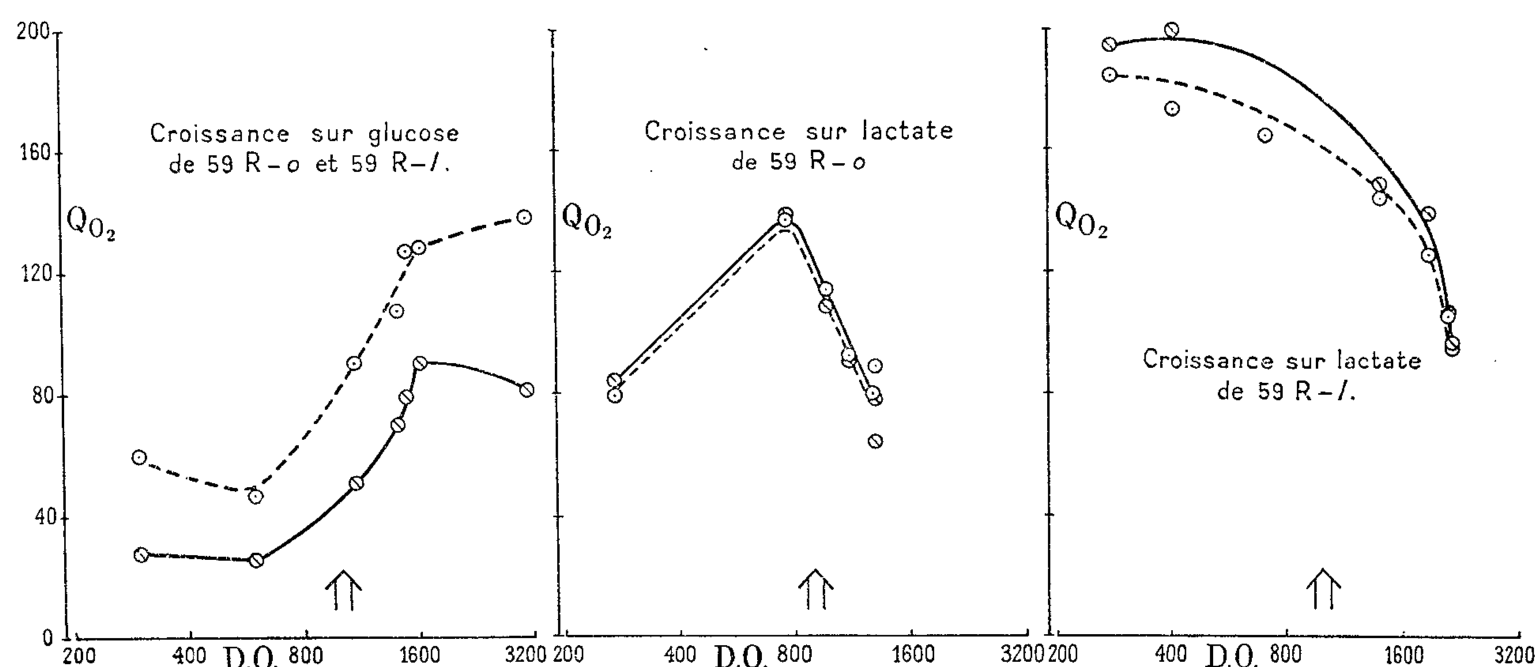
Quatre souches haploïdes d'origine monosporique ont été choisies : 59 R ([6]), 276-3 *d* ([7]), 276-3 *br* ([7]) et 1258-7 *a* ([8]). Les deux premières ne présentent pas d'exigences particulières en facteurs de croissance à part la biotine et le pantothénate ; les deux autres exigent, l'une l'adénine et la thiamine, l'autre le tryptophane, l'histidine et la méthionine.

Lorsque les quatre souches ayant proliféré sur glucose sont inoculées sur lactate, elles se comportent différemment. Les souches 276-3 *br* et 276-3 *d* montrent d'emblée un taux de croissance voisin de 0,2 h^{-1}, valeur qui n'est pas augmentée par des repiquages successifs sur lactate. Les deux autres prolifèrent d'abord avec un taux de 0,1 h^{-1} seulement. Cette valeur reste constante pendant plusieurs générations cellulaires, mais au bout de plusieurs dizaines de générations atteint la valeur limite de 0,2 h^{-1}. Ce phénomène d'accélération de la vitesse de croissance sur les acides organiques a déjà été observé par Kilkenny et Hinshelwood ([9]) et pose évidemment de nombreux problèmes aussi bien sur le plan physiologique que génétique. Pour ne pas préjuger de son mécanisme qui peut, *a priori*, relever soit de la sélection de mutants, soit de l'adaptation physiologique, soit des deux, nous allons utiliser le terme purement descriptif d'*accoutumance*. Nous allons limiter notre étude à la souche 59 R avec laquelle quatre types de cultures de courte durée (de 5 à 7 générations cellulaires) peuvent être réalisées : souche non accoutumée, 59 R-*o*, proliférant soit sur glucose, soit sur lactate; souche accoutumée, 59 R-*l*, proliférant soit sur glucose, soit sur lactate.

Les deux souches ne diffèrent pas par le rendement de croissance qui est voisin de 0,2 g de levure (p. s.) formée pour 1 g de DL-lactate. Cette valeur est à comparer à celle du rendement du glucose, égale à 0,35 ([2]), ([4]), ([10]). Les bilans des oxydations, mesurées manométriquement sur des cellules non proliférantes, ne montrent pas non plus de différences entre les quatre cultures : la quantité d'oxygène consommée pour 1 mg de DL-lactate est de l'ordre de 300 μl et le QR égal à 1,0. Par contre, les vitesses de respiration et surtout leurs évolutions au cours du cycle de croissance diffèrent de manière frappante. Les quatre cultures que nous désignerons : 59 R-*o*-glucose, 59 R-*o*-lactate, 59 R-*l*-glucose et 59 R-*l*-lactate sont ensemencées avec une densité d'environ 50 unités ([10]). Au fur et à mesure de la croissance on prélève les échantillons qui, après lavages et suspension en tampon phosphate, servent à déterminer la vitesse de respiration (Q_{O_2}) en présence de concentrations saturantes de glucose ou de lactate. Nous

avons ainsi une première approximation des activités enzymatiques responsables de l'oxydation de ces substrats.

On voit, sur la figure, que lorsque la levure prolifère sur glucose, sa capacité respiratoire est au minimum tout au long de la phase exponentielle et ne s'accroît qu'à l'approche de la phase stationnaire, ce qui confirme les résultats antérieurs ([2]). De plus, le pouvoir de respirer le lactate est



Évolution du pouvoir respiratoire mesuré sur lactate et sur glucose (trait plein et pointillé respectivement). Abscisse : densité optique de la culture; ordonnée : Q_{O_2}. Les flèches indiquent la fin de la phase exponentielle de croissance.

constamment inférieur à celui de respirer le glucose. On n'observe pas de différence entre les souches *o* et *l*. Par contre, lorsque la levure prolifère sur lactate son pouvoir respiratoire évolue de façon inverse : il est au maximum pendant la phase exponentielle dans le cas de la souche *l*; il s'accroît tout au long de la phase exponentielle dans le cas de la souche *o*; dans les deux cas, il baisse très brusquement à l'approche de la phase stationnaire. Enfin les Q_{O_2} sur lactate sont au moins égaux à ceux sur glucose et peuvent atteindre, chez la souche *l*, des valeurs beaucoup plus élevées (Q_{O_2} de 200 environ) que dans les cultures habituelles. Trois conclusions se dégagent immédiatement : *a*. la croissance rapide n'est pas obligatoirement accompagnée par une biosynthèse ralentie du système respiratoire. Autrement dit la faible activité respiratoire sur glucose en phase exponentielle de la culture n'est pas due au fait que les cellules se multiplient au rythme maximum, mais résulte bien de l'inhibition causée par le sucre; *b*. tout se passe comme si le lactate induisait la formation d'un système spécifique pour sa propre oxydation tout en permettant, par ailleurs, la formation non inhibée du système respiratoire général; *c*. on peut penser que l'accoutumance révélée par l'augmentation de la vitesse de croissance résulte simplement de l'augmentation du pouvoir respiratoire.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

(1) P. P. Slonimski, *Rapports 3e Congr. Inter. Biochimie*, Bruxelles, 1955, p. 242-252.

(2) B. Ephrussi, P. P. Slonimski, Y. Yotsuyanagi et J. Tavlitzki, *C. R. Labor. Carlsberg*, série Physiol., 26, no 6, 1956, p. 87-102.

(3) W. B. Swanson et C. E. Clifton, *J. Bacter.*, 56, 1948, p. 115.

(4) M. Lemoigne, J. P. Aubert et J. Millet, *Ann. Inst. Pasteur*, 87, 1954, p. 427.

(5) Milieu G : PO_4KH_2 : 1,0 g; $PO_4(NH_4)H_2$: 6,0 g; $SO_4(NH_4)_2$: 2,0 g; $SO_4Mg\,7H_2O$: 0,5 g; Cl_2Ca : 0,1 g; ClNa : 0,1 g; Cl_3Fe : 0,2 mg; BO_3H_3 : 0,5 mg; SO_4Cu : 0,04 mg; IK : 0,1 mg; SO_4Mn : 0,4 mg; MoO_4Na_2 : 0,2 mg; SO_4Zn : 0,4 mg; pantothénate de Ca : 2 mg; thiamine : 2 mg; mésoinositol : 2 mg; pyridoxine : 2 mg; acide nicotinique : 0,5 mg; biotine : 0,02 mg; eau q. s. pour 1 l. Le milieu est additionné soit de glucose soit d'acide DL-lactique à 0,5 % (*p/v*) et le pH est ajusté à 4,5. L'aération maxima est obtenue par l'agitation, *t*° : 25° C.

(6) B. Ephrussi, H. Hottinguer et A. M. Chimenes, *Ann. Inst. Pasteur*, 76, 1949, p. 351.

(7) B. Ephrussi, H. Hottinguer et J. Tavlitzki, *Ann. Inst. Pasteur*, 76, 1949, p. 419.

(8) H. de Robichon-Szulmajster, *Bioch. et Biophys. Acta*, 21, 1956, p. 313.

(9) B. C. Kilkenny et C. Hinshelwood, *Proc. Roy. Soc.*, (B) 138, 1951, p. 375.

(10) J. Tavlitzki, *Ann. Inst. Pasteur*, 76, 1949, p. 497.

(Laboratoire de Génétique Physiologique du C. N. R. S., Gif-sur-Yvette, Seine-et-Oise.)

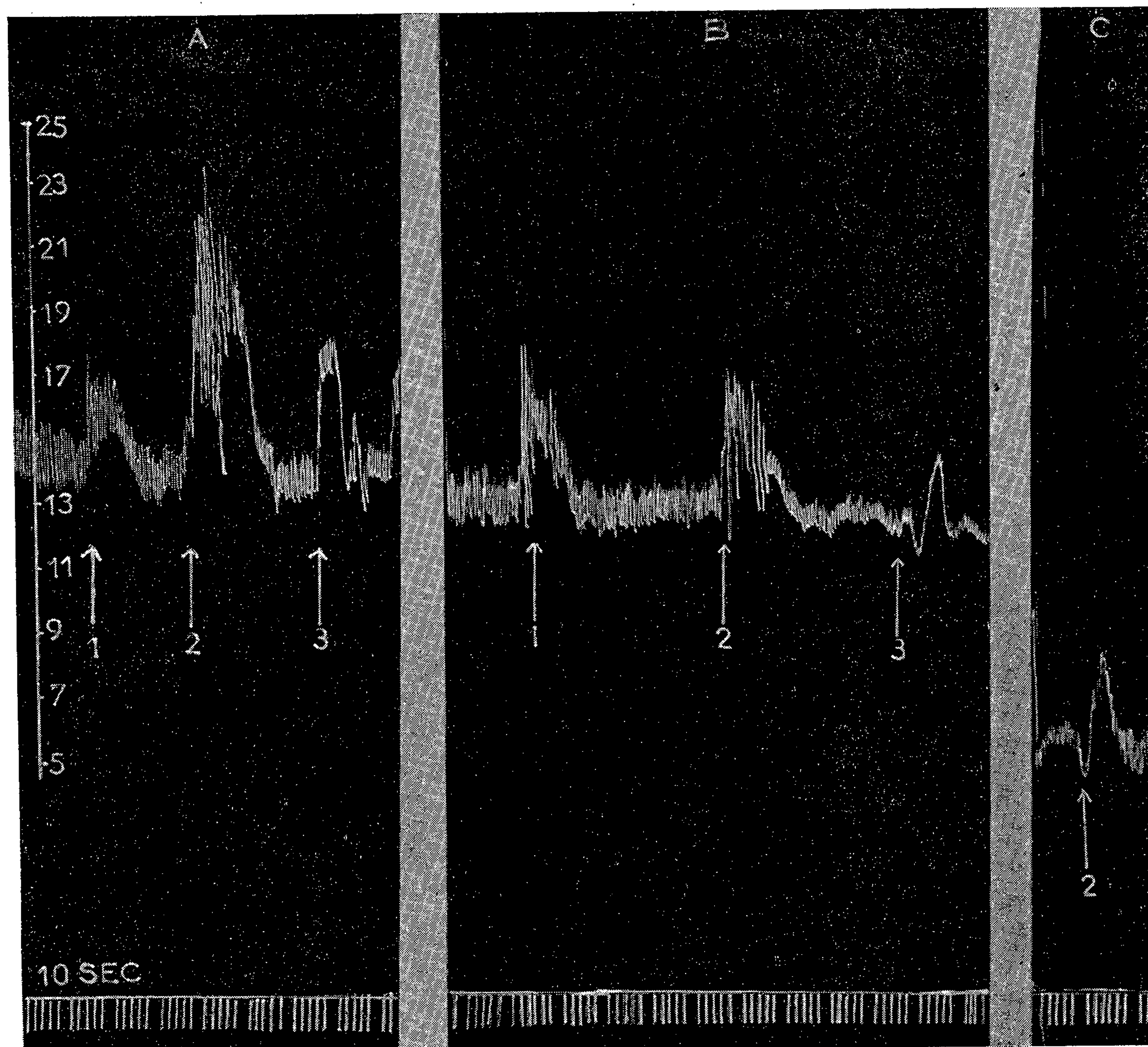
PHARMACOLOGIE. — *Inhibition par la réserpine des effets cardiovasculaires du système sympathique.* Note (*) de M. **Henri Schmitt** et Mme **Hélène Schmitt**, transmise par M. Jacques Tréfouël.

Récemment, on a constaté une diminution du taux des amines biogènes dans différents organes après administration de réserpine : la teneur du cerveau en sérotonine et en noradrénaline diminue (1), (2); la noradrénaline diminue également dans le cœur (3), la médullosurrénale (2), (4), (5) et les ganglions (6), (7). Les réactions oculaires provoquées par l'excitation des fibres pré- et post-ganglionnaires sympathiques cervicales sont inhibées après réserpine. Certains auteurs expliquent ces faits par un mécanisme central (2), d'autres par un mécanisme périphérique (4), pour d'autres les deux mécanismes interfèrent (5).

Nous nous sommes proposés de rechercher si la réserpine est capable d'inhiber les réactions hypertensives provoquées par l'excitation du nerf splanchnique ou par l'injection d'excitoganglionnaires.

Chez le Chien et le Lapin, on procède à des excitations — à l'aide d'un neurostimulateur Racia type S. G. L. — du bout périphérique du nerf splanchnique, pendant 15 s, par des ondes rectangulaires de fréquence fixe chez un même animal (50 à 200 par seconde) de 2 ms de durée et d'intensité variable (5 à 50 V) de façon à enregistrer la réponse seuil et la réponse maxima.

L'injection de 1 à 2,5 mg/kg de réserpine provoque après un temps variant de 1 h 30 mn à 3 h une diminution très notable de l'hypertension. Le seuil d'excitation du splanchnique est accru et la réponse maxima diminue d'intensité; 3 à 4 h après l'injection il est le plus souvent impos-



Chien ♀. 11 kg. 12 cg/kg chloralose.

En 1 : Injection intraveineuse de 10 μg d'adrénaline;
» 2 : Excitation du bout périphérique du nerf splanchnique, 2 ms, 20 V, 200 par seconde, 15 s;
» 3 : Occlusion des deux carotides communes, 30 s;
» B : 1 h après l'injection intraveineuse de 1,25 mg par kg de réserpine;
» C : 2 h après l'injection.

sible d'obtenir une réponse même avec un voltage de 100 V. Cette inhibition de la réponse du nerf survient en même temps que la potentialisation des actions de l'adrénaline et de la noradrénaline, mais plus tardivement que l'inhibition du réflexe hypertenseur sinocarotidien (*fig.*).

Des résultats comparables, après réserpine, sont obtenus chez le Chien

dont les veines lombo-surrénales et surréno-cave sont liées, ce qui évite une décharge des amines sympathicomimétiques de la glande surrénale dans la circulation générale. Inversement, après section des filets nerveux non destinés à la médullosurrénale, l'excitation du nerf splanchnique du Lapin est inefficace.

De même, la réserpine (2,5 mg/kg) diminue et supprime la phase hypertensive de l'action de la nicotine chez le Chien et chez le Chat. La phase parasympathicomimétique est par contre très fortement accrue, provoquant ainsi une bradycardie importante. Chez le Chien et le Chat atropinés, la réserpine, aux mêmes doses, diminue également les effets hypertenseurs de la nicotine et de l'acétylcholine.

D'après ces expériences, la réserpine diminue, par un mécanisme périphérique, l'excitabilité électrique du nerf splanchnique et inhibe la phase sympathicomimétique des actions des excito-ganglionnaires. La chute du taux de noradrénaline dans la médullosurrénale et dans les fibres sympathiques post-ganglionnaires observée par Muscholl et Vogt ([6]), ([7]) peut expliquer ces résultats, ainsi que les propriétés hypotensives et parasympathicomimétiques de la réserpine.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

([1]) B. B. Brodie, A. Pletscher et P. A. Shore, *Science*, **122**, 1955, p. 968.
([2]) M. Holzbauer et M. Vogt, *J. Neurochem.*, **1**, 1956, p. 8.
([3]) M. K. Paasonen et O. Krayer, *Fed. Proc.*, **16**, 1957, p. 326.
([4]) A. Carlsson et N. A. Hillarp, *Kungl. fysiogr. Sällskup. Lund Förh.*, **26**, 1956, p. 90.
([5]) G. Kroneberg et H. J. Schümann, *Arzneimittelforschung*, **7**, 1957, p. 279.
([6]) E. Muscholl et M. Vogt, *J. Physiol.* (London), **136**, 1957, p. 7 P.
([7]) E. Muscholl et M. Vogt, *J. Physiol.* (London), **138**, 1957, p. 14 P.

(*Laboratoire de Thérapeutique de la Faculté de Médecine de Paris.*)

PHARMACODYNAMIE. — *Toxicité du diacétate de di-*N*-octylétain à l'égard de la Souris et du Rat.* Note de Mlle **Denise Meynier**, présentée par M. René Fabre.

Le diacétate de di-N-octylétain dont nous avons déterminé la toxicité est un produit très pur répondant aux constantes physiques suivantes : réfraction moléculaire, calculée : 113,53, trouvée : 113,59, d_{22° 1,1481. La toxicité a été éprouvée à l'égard de la Souris blanche de 20 ± 1 g et du Rat blanc de 180 ± 10 g (mâles ou femelles non gravides). Le produit a été administré par voie intrapéritonéale (i. p.) ou par voie orale (p. o.), soit pur, soit dissous dans l'huile d'olive neutralisée; nous avons vérifié l'innocuité absolue de l'huile d'olive utilisée pour la Souris et pour le Rat dans les conditions de

notre technique expérimentale. Nous avons prolongé les observations quatre mois.

Détermination de la dose infraléthale. — Plusieurs séries de 10 à 20 animaux ont reçu une dose unique comprise entre 0,10 et 60 mM/kg. Les essais ont porté sur 340 souris et 250 rats.

Les résultats suivants ont été obtenus :

Toxicité proximale.

	Souris		Rat	
	i. p.	p. o.	i. p.	p. o.
Dose maxima jamais mortelle (millimolécules par kilogramme) :				
en 12 h	3,0	30	1,5	50
en 24h	1,5	10	1,5	50
en 48 h	1,5	6,0	0,6	30
Dose minima toujours mortelle (millimolécules par kilogramme) :				
en 12 h	20	60	40	60
en 24 h	15	50	30	60
en 48 h	15	50	20	60

Toxicité distale.

	Souris		Rat	
	i. p.	p. o.	i. p.	p. o.
Jour de crise (2)	18e	8e	6e	15e
Dose infraléthale (2) (millimolécules par kilogramme)	0,15	1,5	0,15	2

Le diacétate du di-N-octylétain s'affirme beaucoup plus toxique que le tétra-N-octylétain administré pur (1), (3); par exemple, pour la Souris, les doses maxima jamais mortelles en 12 h par voie intrapéritonéale sont 60 mM/kg pour le tétra-N-octylétain, 3 mM/kg pour le diacétate de di-N-octylétain; les doses infraléthales par voie orale sont 100 mM/kg pour le tétra-N-octylétain, 1,5 mM/kg pour le diacétate de di-N-octylétain, donc dans des rapports variant de 1/20 à 1/66.

Toxicité chronique. — Des séries de 10 animaux ont reçu, toutes les 48 h, pendant 30 jours, par voie intrapéritonéale ou par voie orale, des doses comprises entre 0,002 et 0,10 mM/kg; les sujets ont ensuite été observés trois mois.

Les résultats obtenus sont réunis dans le tableau ci-après.

Symptomatologie. — La symptomatologie observée rappelle celle décrite au cours de l'intoxication par les tétraalcoylstannanes (1) en raison des signes oculaires, de l'hypothermie (— 2 à — 3°) et de la cachexie progressive observée. Elle en diffère par l'absence de paralysies vraies, l'adynamie s'exprimant par

une diminution du tonus musculaire, sans suppression complète des possibilités motrices; même dans les phases terminales, on n'observe pas la paralysie flasque caractéristique de l'intoxication par les tétraalcoylstannanes.

Pourcentage de mortalité.

Dose unitaire (mM/kg).	Jours comptés à partir du premier jour d'épreuve. Voie intrapéritonéale. 5.	10.	20.	30.	60.	90.	120.	Voie orale. 5.	10.	20.	30.	60.	90.	120
Souris.														
0,002...	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,005...	0	0	0	20	30	30	30	0	0	0	0	0	0	0
0,010...	0	0	10	30	40	40	40	0	0	10	20	30	30	30
0,050...	0	60	100	100	100	100	100	0	10	30	60	80	80	80
Rat.														
0,002...	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,005...	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,010...	0	0	0	10	20	20	20	0	0	0	0	20	20	20
0,050...	0	20	80	100	100	100	100	0	0	0	60	70	80	80

(1) F. Caujolle, M. Lesbre et D. Meynier, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1091.
(2) F. Caujolle et D. Meynier, *Bull. Acad. Méd.*, n° 17, 1957, p. 362.
(3) D. Meynier, *Recherches expérimentales sur la toxicité des tétraalcoylstannanes symétriques* (*Thèse Doct. ès Sciences naturelles*, Toulouse, 1955).

IMMUNOLOGIE. — *Tolérance immunologique provoquée chez le Lapin envers certains antigènes de la levure.* Note de M. **Alain Bussard**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

L'administration d'une préparation de levure à des lapins nouveau-nés provoque une réduction importante de la production des anticorps antiglucose-6-phosphate déhydrogénase de levure chez ces mêmes lapins lorsqu'ils sont soumis, à l'état adulte, à une tentative d'immunisation.

Des cellules étrangères, introduites dans un organisme peuvent y persister et s'y multiplier, bien qu'elles contiennent des substances habituellement antigéniques pour l'animal intéressé, à condition que cet animal ait été mis en contact, dès la période embryonnaire avec les antigènes contenus dans ces cellules étrangères. C'est ainsi que R. B. Owen (1) a expliqué les mosaïques de cellules sanguines découvertes par lui chez les jumeaux bovins univitellins. Le concept de tolérance immunitaire (2) qui en découle s'applique au vaste domaine des greffes, mais n'a été vérifié en fait que pour des greffes intraspécifiques.

En ce qui concerne la formation des anticorps circulants contre des substances solubles définies, on n'a pu obtenir jusqu'à présent d'effet de tolérance que pour des protéines de spécificité antigénique peu éloignée de celle des protéines de l'animal traité : sérumalbumine bovine (SAB) (3), plasma humain et SAB (4), sérumalbumine humaine (5), (6) chez le Lapin. Récemment, on a obtenu une réduction importante de la synthèse des anticorps précipitants anti-SAB par l'injection de fortes doses de SAB chez le Poussin nouveau-né (7) : toutes ces substances, ainsi que certaines protéines de l'animal receveur, possèdent une réactivité croisée.

Par contre, des résultats nettement négatifs ont été enregistrés par M. Cohn (8) avec des substances antigéniquement très éloignées des protéines de l'animal traité : anatoxine diphtérique, bactériophage T 2, polyoside du pneumocoque, β-galactosidase d'*E. coli* injectés chez l'embryon de poulet de 14 jours.

Il importe de savoir si le phénomène de tolérance immunologique est lié ou non à la parenté des substances qui le produisent avec des antigènes existant chez l'animal receveur, cette parenté se traduisant par des réactions croisées.

Pour tenter de résoudre cette question, j'ai choisi de comparer la formation d'anticorps contre la glucose-6-phosphate déhydrogénase (GPDH) de levure de brasserie chez des lapins traités à la naissance et chez des témoins.

Neuf lapins de trois portées différentes ont reçu, depuis la naissance et jusqu'au 10e jour, une injection quotidienne intrapéritonéale de 0,2 mg d'une préparation contenant 400 unités Kornberg (UK) de GPDH par gramme de protéine (9). A l'âge de 7 mois, ils ont reçu, ainsi que trois témoins normaux, quatre injections sous-cutanées et quatre injections intraveineuses alternées de 0,2 mg du même produit adsorbé sur alumine. Après un repos d'un mois, deux injections de rappel de 2 mg chacune, par voie intraveineuse, ont été pratiquées à un mois d'intervalle, et une saignée 10 jours après chaque injection. La détermination du taux des anticorps anti-GPDH des sérums a été pratiquée dans les conditions suivantes : mélange des diverses dilutions du sérum avec une quantité fixe d'enzyme, contact de 15 mn à 25° C, puis de 2 h à 0° C suivi d'une centrifugation. L'activité enzymatique est mesurée par la méthode de B. L. Horecker et coll. (9) sur le liquide surnageant.

	Pouvoir neutralisant du sérum	
Groupes.	après 1er rappel.	après 2e rappel.
1. Animaux traités à la naissance......	42,5 ± 23	101 ± 23
2. Témoins non traités...............	765 ± 405	158 ± 16

Le pouvoir neutralisant des sérums est exprimé, pour un niveau de neutralisation

de 50 %, par le nombre d'UK neutralisées par 1 ml de sérum multiplié par 1000. La variance des résultats est exprimée par l'écart moyen. Le nombre d'unités neutralisantes du sérum définies par cette technique est effectivement indépendant de l'état de pureté de la préparation de GPDH employé pour le test, ceci indiquant que le titrage est spécifique.

Après le premier rappel, le titre des anticorps chez les animaux traités est beaucoup plus bas que celui des témoins, l'analyse statistique des résultats avec le test de Student-Fischer donne un $t = 5{,}96$, alors que $t = 3{,}17$ pour $P = 0{,}01$. La différence entre les deux moyennes est donc hautement significative.

Le deuxième rappel tend à rapprocher les réactions immunitaires, ce qui est naturel, les témoins hyperimmunisés n'ayant pas réagi à ce rappel. Un animal ayant reçu une seule injection d'enzyme au 23e jour de la vie embryonnaire a été stimulé ensuite, à l'état adulte, et a donné un taux élevé d'anticorps anti-GPDH. L'examen individuel des sérums est plus démonstratif car il montre que dans le groupe 1, cinq lapins n'ont pas réagi du tout au premier rappel, trois de ceux-ci restant tolérants après le deuxième rappel.

L'examen de l'ensemble des systèmes précipitants par l'analyse immunochimique en gel, en cuvette d'Oudin ([10]) montre que le nombre des systèmes distincts ainsi que la concentration des anticorps sont, après le premier rappel, très réduits dans le groupe 1 par rapport au groupe 2. Ils le sont assez nettement après le deuxième rappel. Le caractère partiel de la tolérance ainsi obtenue était peut-être dû à l'insuffisance des doses effectives administrées pour chaque antigène, la quantité de GPDH pur injectée, en tout, à chacun de nos lapereaux, n'ayant certainement pas excédé 150 μg.

Par ailleurs, l'analyse en milieu gélifié ne montre aucune réactivité croisée de l'extrait de levure et des protéines du sérum de lapin avec un sérum de mouton anti-sérum de lapin, ce qui confirme le caractère étranger des antigènes de la levure envers le Lapin.

Ces recherches, qu'il y aura lieu d'étendre à d'autres systèmes antigène-animal receveur, sont de nature à prouver que la tolérance immunitaire est un phénomène général, c'est-à-dire non limité aux systèmes dans lesquels il existe une parenté immunologique entre l'antigène et les constituants normaux de l'animal receveur.

(1) R. B. Owen, *Science*, 102, 1945, p. 400.
(2) R. E. Billingham, L. Brent et P. B. Medawar, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 239, 1956, p. 357.
(3) R. Q. Hanan et J. Oyama, *J. Immunol.*, 73, 1954, p. 49.
(4) F. J. Dixon et P. H. Maurer, *J. Exp. Med.*, 101, 1955, p. 245.
(5) B. Cinader et J.-M. Dubert, *Brit. J. Exp. Path.*, 36, 1955, p. 515.
(6) J.-M. Dubert et A. Paraf, *Comptes rendus*, 224, 1957, p. 686.
(7) H. R. Wolfe, C. Tempelis, A. Mueller et S. Reibel, *J. Immunol.*, 79, 1957, p. 147.

([8]) M. Cohn, *New York Acad. of Sciences* (sous presse).
([9]) *Methods in Enzymology*, Academic Press, New-York, 1, 1955, p. 323.
([10]) J. Oudin, *Ann. Inst. Pasteur*, 89, 1955, p. 531.

(*Service de Biochimie cellulaire, Institut Pasteur, Paris.*)

PATHOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Réactions oculaires et nerveuses provoquées par l'injection dans la chambre antérieure de l'œil de néorickettsies ou d'éléments du groupe de la psittacose.* Note (*) de MM. **Paul Giroud** et **Georges Marinesco**, présentée par M. Émile Roubaud.

L'injection intra-oculaire de néorickettsies ou d'éléments du groupe psittacose, chez le Lapin, provoque, non seulement une infection locale quasi-globale : kérato-conjonctivite, uvéite et neuro-papillite optique, mais s'accompagne de réactions vasculaires méningo-cérébrales assez importantes. L'action toxique. démontrée déjà sur culture de tissu ([1]), peut expliquer ces lésions.

Au cours de syndromes oculaires et neurologiques, nous avions constaté des réactions sérologiques positives vis-à-vis de souches néorickettsiennes. Nous avions pu aussi, dans un certain nombre de cas, isoler des souches tant en France qu'en Afrique. Chez le Cobaye, avec Jean Jadin, nous avions pu observer, à la suite d'inoculation péritonéale d'un produit virulent humain, une véritable métastase au niveau de l'œil et la culture, en ce point, de l'agent causal ([2]).

Matériel et méthode. — Seize lapins, dont le poids variait entre 750 et 3 000 g, ont reçu, dans la chambre antérieure de l'œil, des suspensions virulentes, à la dose de 0,01 à 0,1 cm^3, provenant de culture pulmonaire ou vitelline de cinq souches différentes; souches d'origine humaine : X 14, isolée d'une hyperthermie avec exanthème, V 14 isolée au cours d'une encéphalite, L 17 isolée au cours d'un avortement chez une femme. Souches d'origine animale : T 13, provenant d'un perroquet brésilien atteint de psittacose; Q 18, isolée d'un avorton de brebis.

Lésions provoquées. — Les lésions oculaires commencent par de l'œdème et une congestion conjonctivale, puis un cercle périkératique à la 48e heure. A la 72e heure, il y a opalescence de la cornée et début d'altération cornéenne. Le maximum des lésions est au 7e jour, où la cornée devient opaque et le cercle périkératique hémorragique. Il y a augmentation du volume de l'œil (exophtalmie inflammatoire) et l'on peut constater aussi de petites granulations conjonctivales, comme au cours des infections du groupe du trachome. Les frottis de l'exsudat et du liquide de la chambre antérieure contiennent des corps punctiformes en quantité considérable, colorés en bleu ou en rouge au Macchiavello et des formes variées au May-Grünwald-Giemsa. Ces réactions locales peuvent s'accompagner d'hyper-

thermie et de baisse de poids. Chez deux animaux, nous avons vu apparaître une paralysie du train postérieur au 14ᵉ et au 40ᵉ jours. Du reste, le 7ᵉ jour, à l'ouverture du crâne, on constate une importante congestion du cerveau, spécialement à la base et, en cas d'inoculation bilatérale, des hémorragies méningées optochiasmatiques et même au niveau de la moelle épinière.

Au 14ᵉ jour, les phénomènes vasculaires congestifs rétrocèdent, mais, par deux fois, nous avons pu constater un infarctus du grêle et du myocarde qui peut correspondre à un syndrome oculo-nerveux type Reilly.

Du point de vue microscopique, on constate une kérato-conjonctivite avec irido-cyclite et neuro-rétinite. La cornée présente des lésions au niveau de toutes les couches : dégénérescence des cellules épithéliales avec desquamation sur la face antérieure et postérieure, état œdémateux de la membrane de Bowman et de Descemet, œdème, congestion et infiltration leucocytaire d'abord prédominante à polynucléaires, puis à lymphocytes et cellules rondes, disséminés ou en petits foyers.

L'iris et le corps ciliaire présentent de grosses dilatations vasculaires avec infiltrations hémorragiques et leucocytaires qui se mêlent et pénètrent même jusqu'au niveau de la sclérotique et conjonctive (cercle périkératique). Dans le cul-de-sac conjonctival et spécialement dans le bas-fond de la chambre antérieure, on peut mettre en évidence un abondant exsudat fibrino-épithélio-leucocytaire (hypopyon) avec des corpuscules néorickettsiens.

La choroïde ainsi que la rétine peuvent présenter d'importantes lésions exsudatives et hémorragiques entraînant des altérations des cellules visuelles.

Au niveau du nerf optique, on assiste à l'apparition de pareilles lésions congestives et hémorragiques qui touchent non seulement la papille optique (papillite) ou la partie voisine de la rétine (papillo-rétinite), mais aussi le tronc nerveux oculaire, en arrière du globe (névrite rétrobulbaire).

Des infiltrations exsudatives ou leucocytaires peuvent être observées, parfois même au niveau du tissu interstitiel périorbitaire intermusculaire.

Les lésions du système nerveux se caractérisent plutôt par des phénomènes vasculaires; on y voit un œdème ou une congestion importante, même hémorragique, des méninges, dilatation et stase vasculaire avec tuméfaction et desquamation des endothélium capillaires, œdème périvasculaire et parfois de petites infiltrations hématiques ou lymphocytaires de l'espace Wirchow-Robin de l'encéphale, avec de discrètes dégénérescences neurogliales.

Deux semaines après l'inoculation, on observe au niveau de l'œil une rétrocession des phénomènes exsudatifs vasculaires, une diminution du nombre des polynucléaires, l'apparition de néocapillaires et de fibroblastes

qui commencent à organiser le processus de réparation cicatricielle. Au niveau d'autres organes, on peut constater, parfois, une légère réaction endothéliale vasculaire, une congestion importante, mais partielle du poumon et rarement une hépatostéatose légère, après quelques semaines de l'inoculation.

On peut constater une analogie entre ces lésions opticonerveuses obtenues du point de vue expérimental, avec celles que nous avons observées chez l'Homme avec diverses souches rickettsiennes ou néorickettsiennes.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

(1) P. GIROUD et J. JADIN, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 3012.

(2) J. JADIN et P. GIROUD, *Acad. Royale des Sc. Col.*, Mémoires in-8°, 1957, p. 17.

PATHOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Action de sels et de polyosides divers sur la vitesse de contraction thermique des tendons.* Note de Mlle **SUZANNE BAZIN** et M. **ALBERT DELAUNAY**, transmise par M. Gaston Ramon.

Les sels alcalins ou alcalinoterreux précipitent le collagène A en solution mais ne forment pas avec ce corps de combinaisons stables; les sels éliminés par dialyse, les précipités se redissolvent (1). Des combinaisons relativement stables sont au contraire obtenues quand, au lieu de sels, on met en œuvre des polyosides (2). Du collagène natif qui a d'abord été conservé dans des solutions de sels alcalins (à l'exception du SO_4Na_2) se dissout normalement quand on le porte ensuite dans une solution d'acide acétique diluée (3). Cette dissolution, au contraire, est moins nette quand, au préalable, le même collagène a été maintenu dans des solutions de mucopolysaccharides ou de polyosides bactériens (3). Nous avons voulu compléter ces données en étudiant l'effet de sels et de polyosides divers sur la vitesse de contraction thermique des tendons. On sait que les tendons de Mammifères, portés dans un milieu aqueux dont la température est supérieure à 62°C, se raccourcissent des 2/3 ou des 3/4 de leur longueur primitive puis retrouvent peu à peu cette longueur, ceci en un laps de temps qu'on peut définir.

A. TECHNIQUE EXPÉRIMENTALE. — Nous avons adopté une technique macroscopique calquée sur celle qu'ont proposée I. Banga et ses collaborateurs (4). Des tendons de queue de rat de 100 g sont finement dilacérés puis découpés en fragments de 5 cm de long (poids : $\pm$ 0,8 mg). A une extrémité d'un fragment, on fixe, en la repliant, une petite feuille de plomb pesant 70 mg; l'autre extrémité est attachée à un fil de lin, fil lui-même accroché par son autre bout à un support rigide. Le plomb, tout le tendon et 1 cm de fil sont alors immergés, en position verticale, dans un bain-marie d'eau distillée dont la température est maintenue constante. Ceci fait, on note : 1° l'importance du raccourcissement subi par le tendon (mesure facilitée par la lecture d'une règle millimétrique fixée dans le bain-marie); 2° le laps de temps écoulé entre l'immersion et le début de la contraction; 3° le temps

écoulé, enfin, entre le début et la fin de l'expérience (celle-ci étant indiquée par le retour du tendon à sa longueur primitive). Les fragments de tendon ont été utilisés après un séjour de 24 h à + 4°C dans des solutions salines isotoniques (0,15 M) ou dans des solutions de divers polyosides. Pour chaque cas étudié, nous avons fait de 10 à 50 essais.

B. Résultats (*). — 1. *Action des sels* (*Voir* tableau I).

Remarques. — 1° Les sels utilisés à des concentrations inférieures à 0,15 M sont moins actifs; en présence des concentrations supérieures, les tendons deviennent cassants ou gélatineux et l'expérience est impossible. 2° Les tendons maintenus dans l'eau distillée ou dans l'eau physiologique ont encore au bout de 48 h une vitesse de contraction normale (c'est-à-dire analogue à celle du tendon fraîchement prélevé ou conservé à sec).

2. *Action des polyosides* (*voir* tableau II).

Remarques. — 1° La solution de ClNa, prise comme témoin, avait, pour concentration, 0,15 M. 2° Héparine, acide-chondroïtine-sulfurique et lipopolysaccharide typhique ont été utilisés à la dose précipitante optimum pour le collagène A ([2]); à doses plus faibles, ils se sont montrés moins actifs.

Conclusions. — Comme le montre le calcul de l'erreur standard σ (*voir* tableaux), les écarts observés d'un essai à l'autre, avec une même préparation, ont été assez larges. Néanmoins, les conclusions suivantes semblent permises.

1. *Sels.* — *a.* Les sels alcalins (ClNa, ClK), utilisés en solution isotonique, respectent le pouvoir de contraction du tendon; température de contraction du tendon normal de rat : 67°C. Donc ils ne modifient pas la structure de la fibre de collagène. *b.* Le traitement par Cl_2Sr produit une contraction anormalement rapide. La vitesse de contraction redevient normale quand la température a été abaissée de 7°C; par là, on peut dire que Cl_2Sr est capable (par rupture des liaisons H) de dissocier la fibre de collagène. *c.* Cl_2Hg élève de 5°C la température de contraction normale du tendon. Sans doute, parce qu'il est à même de réagir avec les groupements COOH de la protéine et de nouer des liaisons par chelations entre les chaînes polypeptidiques.

2. *Polyosides.* — *a.* Tous ceux que nous avons essayés : héparine, acide chondroïtine-sulfurique et lipopolysaccharide typhique, ont ralenti la vitesse de contraction. Pour retrouver une vitesse normale, il a fallu élever la température, soit de 1°C (cas de l'héparine) ou de 3°C (cas de l'A. Ch. S. et du lipopolys. typhique). *b.* Il apparaît, ainsi, que des polyosides, en se fixant sur des fibres de collagène, peuvent augmenter leur cohésion. Si l'effet produit est inférieur à celui qu'exercent les ions $(Hg)^{++}$, c'est probablement que les liaisons qui prennent place quand se trouvent en cause des macromolécules comme les polyosides sont obligatoirement moins nombreuses. *c.* La fixation du lipopolysaccharide typhique sur le tendon apparaît différente de la combinaison du même corps avec le collagène A. Celle-ci ne peut plus se faire à 56°C; celle-là résiste encore à 70°C.

TABLEAU I.

Solutions (pH 7) où ont séjourné les tendons avant l'expérience.	Température du bain-marie (°C).	Temps écoulé (s) entre le moment de l'immersion et le début de la contraction du tendon.		Temps écoulé (mn.s) entre le moment de l'immersion et le retour du tendon à sa longueur primitive.	
		Moyennes.	σ.	Moyennes.	σ.
ClNa	67	9	± 3.6	1.53	± 0.45
ClK	67	6	± 2.6	2.54	± 1.23
Cl_2Sr	67	2	± 0.23	0.36	± 0.19
Cl_2Hg	67	∞	–	–	–
ClNa	60	∞	–	–	–
Cl_2Sr	60	13	± 8	1.43	± 0.32
ClNa	72	∞	–	–	–
Cl_2Hg	72	5	± 1	1.10	± 0.22

(*) Le signe ∞, marqué dans les tableaux, indique une absence de contraction.

TABLEAU II.

Solutions (pH 7) où ont séjourné les tendons avant l'expérience.	Température du bain-marie (°C).	Temps écoulé (s) entre le moment de l'immersion et le début de la contraction du tendon.		Temps écoulé (mn.s) entre le moment de l'immersion et le retour du tendon à sa longueur primitive.	
		Moyennes.	σ.	Moyennes.	σ.
ClNa (témoin)	67	9	± 3.6	1.53	± 0.45
Héparine (0,1 mg/ml) ...	67	33	± 16.6	3.45	± 1.15
A. Ch. S. (0,2 mg/ml) ...	67	27	± 11	5.02	± 1.21
Lipopolysaccharide typhique (3 mg/ml) ...	67	36	± 8.3	4.15	± 3.44
ClNa (témoin)	68	6	± 2.9	1.29	± 0.38
Heparine (0,1 mg/ml) ...	68	9	± 2.4	1.51	± 1.04
ClNa (témoin)	70	∞	–	–	–
A. Ch. S. (0,1 mg/ml) ...	70	5	± 0.36	1.12	± 0.33
Lipopolysaccharide typhique (3 mg/ml) ...	70	8	± 2.2	2.14	± 0.38

(1) A. DELAUNAY, S. BAZIN et M. HENON, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 826.

(2) S. BAZIN et A. DELAUNAY, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 834; S. BAZIN, A. DELAUNAY et M. HENON, *Ann. Inst. Pasteur*, 90, 1956, p. 258 et 91, 1956, p. 50.

(3) S. BAZIN et A. DELAUNAY, *Ann. Inst. Pasteur*, 1957 (sous presse).

(4) I. BANGA, J. BALÓ et D. SZABÓ, *Acta Morph. Acad. Sci. Hungariæ*, 6, 1956, p. 391.

CANCÉROLOGIE. — *Contrôle au microscope électronique d'extrait de sarcome de Rous hautement purifié.* Note de Mlle **Françoise Haguenau**, MM. **John Moloney** et **Albert Dalton**, présentée par M. Robert Courrier.

Grâce au *critère visuel* apporté par le microscope électronique, on peut vérifier à quel degré de purification élevé est déjà parvenue la méthode standard du National Cancer Institute. En même temps, un argument est fourni pour démontrer que les particules observées dans les tissus du sarcome de Rous sont bien effectivement l'agent causal de cette variété de cancer.

Depuis plus de trente ans, des efforts considérables ont été déployés pour isoler et purifier l'agent du sarcome de Rous et, actuellement encore, le problème n'est pas entièrement résolu. Les difficultés rencontrées ont été, en dehors de la mise au point des procédés de purification proprement dits, le contrôle de l'efficacité des techniques employées. Pour effectuer ce contrôle, les tests utilisés jusqu'à présent ont été d'ordre biologique et biochimique.

Or, il était important d'y adjoindre un contrôle optique en examinant au microscope électronique des coupes fines des culots obtenus par ultracentrifugation.

Les premières tentatives de cet ordre ont été faites par Bernhard, Oberling et Vigier ([1]) et ont été assez déconcertantes en montrant que dans des préparations biologiquement très actives, il y avait encore beaucoup d'impuretés.

Ainsi, dans une des meilleures préparations (*fig.* 5, *loc. cit.*) on voit à peine quatre ou cinq corpuscules d'aspect virusal dans un champ visuel.

Nous avons voulu voir si, avec des méthodes de purification plus poussées encore ([2]) la concentration en virus se traduisait au microscope électronique, par un enrichissement du culot en corpuscules. Ceci est effectivement le cas et la figure ci-contre (*fig.* 1) montre un culot de centrifugation obtenu avec la méthode employée au National Cancer Institute, à partir d'une tumeur à haut titre infectieux ($10^{7,3}$. ED 50 par gramme de tissu).

En effet, dans cette préparation ainsi que dans les autres qui ont été examinées et qui sont l'objet d'un travail actuel, certaines zones sont presque dépourvues de débris cellulaires et présentent une très grande richesse en corpuscules-virus. Étant donné que cet enrichissement considérable en particules est parallèle au degré d'infectiosité des extraits ([3]), de telles images apportent en même temps la preuve que les corpuscules figurés répondent réellement à l'agent du sarcome de Rous.

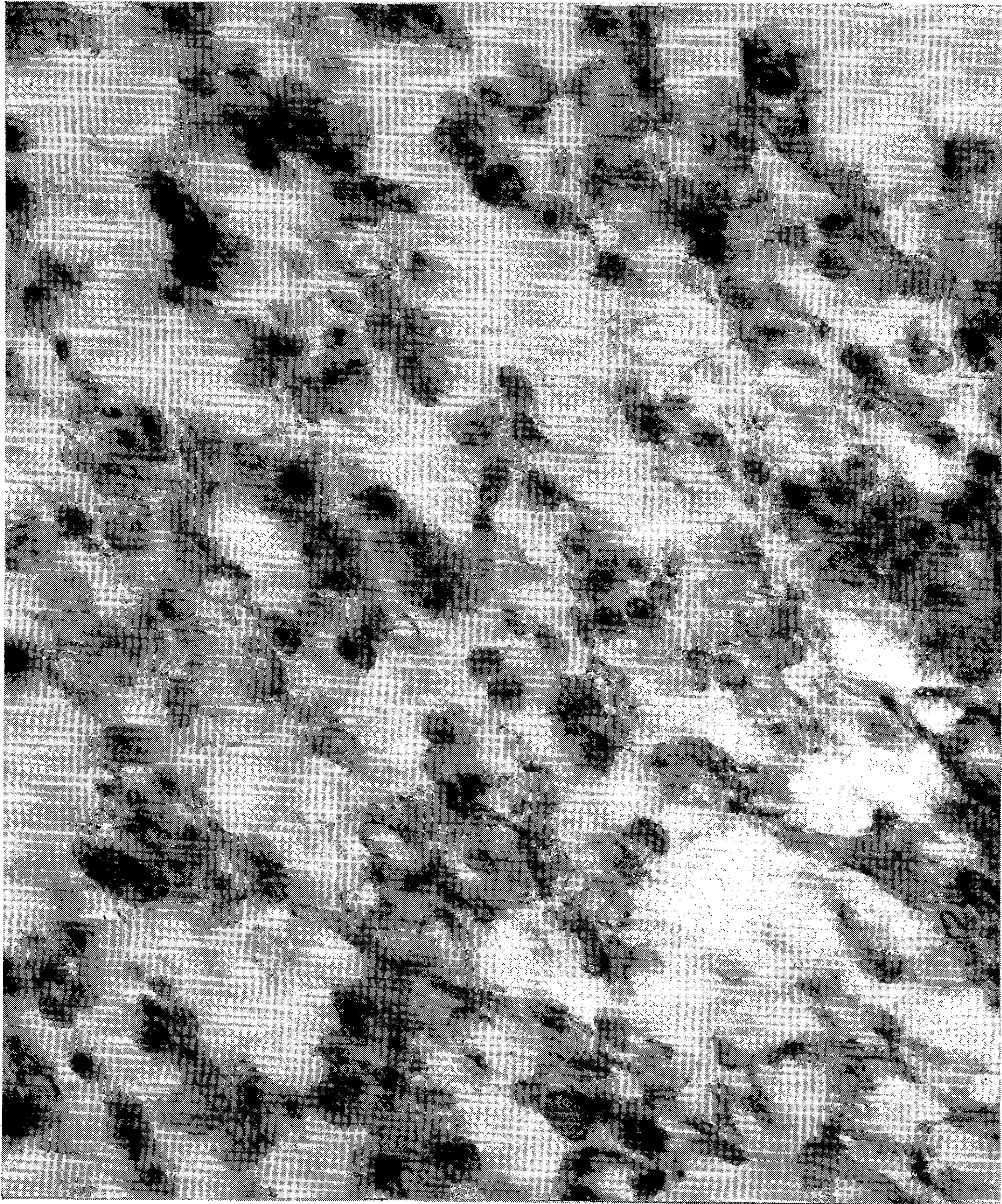


Fig. 1. — Coupe fine d'une zone d'un culot de centrifugation obtenu à partir d'un sarcome de Rous. Particules virus nombreuses et agglomérées en certains points. Malgré les multiples manipulations, la plupart d'entre elles ont conservé la taille (diamètre moyen 77 μ) et la structure typique qu'elles possèdent dans les cellules de la tumeur même et présentent lorsque la coupe a été suffisamment centrale, un nucléoïde et une membrane externe bien visibles.

Noter le peu de débris cellulaires à ce niveau,

Fixation : Acide osmique 1 % additionné d'une solution tampon de citrate de potassium.

(G = 54 000.)

(1) W. BERNHARD, CH. OBERLING et PH. VIGIER, *Bull. Cancer*, **43**, 1956, p. 407-422.
(2) J. B. MOLONEY, *J. Nat. Canc. Inst.*, **16**, 1956, p. 877-888.
(3) F. HAGUENAU, A. J. DALTON et J. B. MOLONEY, *J. Nat. Canc. Inst.* (sous presse).

(*Institut de Recherches sur le Cancer, Villejuif, Seine, et National Cancer Institute, Bethesda, Maryland, U. S. A.*)

La séance est levée à 16 h.

R. C.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES DE NOVEMBRE 1957.
(*Suite et fin.*)

Le Progrès médical, nº 24, 1956 : *La vie studieuse et simple d'Émile Littré* (*d'après une correspondance inédite*), par JEAN TORLAIS, nº 4, 1957 : *Une biologie optimiste, le groupe zoologique humain du P. Teilhard de Chardin*, par JEAN TORLAIS. Paris, 1956 et 1957; 2 fasc. 30,5 cm.

Todor Dimitrov Pavlov. Bibliographie, par JORDAN ZAIMOR et LILANA VELINOVA. Sofia, 1957; 1 vol. 20,5 cm (en langue bulgare).

Bibliographie des publications de l'Académie des sciences de Bulgarie 1869 1953, par EMILIA SĂBEVA et MARIA STANČEVA. Sofia, 1956; 1 vol. 24,5 cm (en langue bulgare).

The danger must not be minimized-some observations on Dr. Libby's Report, by TADAYOSHI DOKE, in *Contemporary Japan*, vol. XXV, nº 1, 1957. Tokyo, St Paul's University; 1 fasc. 26 cm.

A Measure of future Sr-90 level from earth surface to Human Bone, by YOSHIO HIYAME, in *Gakujutsu Geppo*, vol. X, nº 3, 1957. Tokyo, Faculty of Agriculture; 1 fasc. 26 cm.

Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin. Vorträge und schriften. Heft 62. *Sinn und Bedeutung der Kulturpflanzenforschung*, von HANS STUBBE. Berlin, Akademie-Verlag, 1957; 1 fasc. 21 cm.

Macquer, the first lexicographer of chemistry, by DOUGLAS MC KIE, in *Endeavour*. Vol. XVI, nº 63, 1957; 1 tirage à part 28 cm.

Table of coefficients for obtaining the second derivative without differences, by HERBERT E. SALZER and PEGGY T. ROBERSON. San Diego, Convair-Astronautics, 1957; 1 fasc. 26 cm.

On the synthesis and function of thiamine phosphates, by KARL-HEINZ KIESSLING. Thèse. Uppsala, Almqvist and Wiksells Boktryckeri AB; 1957; 1 fasc. 24 cm.

The solar spectrum from 2.8 to 23.7 microns. Part. II. *Measures and Identifications*, by M. Migeotte, L. Neven, J. Swensson. Liège, Institut d'Astrophysique de l'Université, 1957; 1 vol. 32 cm.

Maurice Nicolle 1862-1932 : *Un homme de la Renaissance à notre époque*, par Jacques Nicolle. Préface d'Édouard de Pomiane Pozerski. Paris, La Colombe, 1957; 1 vol. 21,5 cm.

International Union of crystallography. *Fourth international congress Montreal* 10-19 *july* 1957. *Abstracts of the communications*. 1 fasc. 26,5 cm.

Monographies de l'Institut Pasteur. Manuel de classification et de détermination des bactéries anaérobies, par André-R. Prévot. 3e édition entièrement revue et considérablement augmentée, précédée des grandes lignes de la classification générale des bactéries. Paris, Masson, 1957; 1 vol. 25 cm.

Fonctions sphériques de Legendre et fonctions sphéroïdales. Tome I, par Louis Robin, in *Collection technique et scientifique du Centre national d'études des télécommunications*. Paris, Gauthier-Villars, 1957; 1 vol. 24 cm.

Bulletin d'archéologie marocaine. Tome I. Casablanca, Edita, et Paris, Librairie orientaliste Paul Geuthner, 1956; 1 vol. 25 cm (présenté par M. Louis Fage).

Les Océans, par Jules Rouch. Paris, Armand Colin, 1957; 1 vol. 16,5 cm.

Physiologie médicale, par Roger Fabre et Gilbert Rougier, in *Les Précis pratiques*. 3e édition. Paris, Maloine, 1957; 1 vol. 28,5 cm.

Traité de microbiologie des sols. Applications agronomiques, par Jacques Pochon et Huguette de Barjac. Préface de Pierre Chouard. Paris, Dunod, 1958; 1 vol. 25 cm.

Memoriu de titluri, activitate si lucràri stiintifice, par Gheorghe Marinescu. Bucuresti, 1957; 1 vol. 20 cm.

Université de Paris. Les conférences du Palais de la découverte. Série D, nº 50, *Sur l'histoire des concepts fondamentaux de la géométrie projective*, par Ugo Cassina; nº 51, *La vie scientifique à Rome au premier siècle de l'Empire*, par Jean Beaujeu; nº 52, *Les lentilles de verre du Moyen âge à l'époque moderne*, par Vasco Ronchi. Série A, nº 230, *L'imitation de la pensée créatrice par les machines*, par François Le Lionnais. Paris, 4 fasc. 18 cm.

Cauchy a Torino, par Alessandro Terracini, in *Rend. Sem. Mat. dell'Universita del Politecnico di Torino*, vol. 16º. Torino, L. Rattero, 1957; 1 fasc. 24,5 cm.

L. B. Guyton de Morveau (1737-1816). *A Bibliographical Study*, by W. A. Smeaton, in *Ambisc*, vol. VI, nº 1, 1957; 1 fasc. 25 cm.

Lavoisier's membership of the Société royale de médecine, by W. A. Smeaton, in *Annals of Science*, vol. 12, nº 3, 1956; 1 fasc. 24,5 cm.

Two Unrecorded publications of the Regie des poudres et salpêtres probably written by Lavoisier, by W. A. Smeaton in *Annals of Science*, vol. 12, nº 2, 1956; 1 fasc. 24,5 cm.



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SEANCE DU LUNDI 23 DÉCEMBRE 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** signale que l'Académie ayant décidé de ne plus se réunir entre la fête de Noël et le premier jour de l'an, la prochaine séance hebdomadaire aura lieu le lundi 6 janvier 1958.

GÉOLOGIE. — *Indices de la présence du Tithonique et du Néocomien dans la Dorsale calcaire du Rif* (*Maroc*). Note (*) de MM. **Michel Durand Delga** et **Paul Fallot**.

Le Malm avait été déjà identifié à l'Ouest de Ceuta, dans le secteur du Djebel Musa qui est considéré comme d'appartenance subbétique. En revanche, aucun terme du Dogger ou du Jurassique supérieur n'était connu avec certitude dans la Dorsale calcaire rifaine qui s'allonge plus au Sud.

Quant au Crétacé inférieur, outre les abords du Djebel Musa et du Djebel Fahiès où il est daté par *Aptychus seranonis*, il fut soupçonné dans les imbrications du Sud de Tétouan (Djebel Gorguès-Dar-Jarjor).

Il est également connu 50 km plus au Sud-Est sur la transversale de Bab Taza, à la bordure externe de la chaîne, entre Uta el Melaaib et les abords de la mosquée de Cherafa (Xerafat).

Les matériaux provenant de ces régions (P. F.) sont déposés au Service géologique de Rabat. Leurs préparations microscopiques déjà étudiées jadis [1] ont été réexaminées récemment (M. D. D.). Ces nouvelles investigations permettent d'établir que le Tithonique et le Néocomien ont présenté dans la Dorsale calcaire une extension beaucoup plus considérable qu'il n'apparaissait.

Avant d'exposer ces résultats, il convient de rappeler qu'au Sud de Tétouan cette chaîne comporte une série parautochtone profonde et loca-

lement externe, surmontée par des nappes ou écailles. Au Nord de la cluse de l'Oued Lau, il s'agit principalement de l'écaille de Sidi el Gayachi et de la Cudia Dosor, surmontée par la nappe du Kelti. Au Sud de l'Oued Lau, l'élément majeur constitue la nappe du Djebel Tazaot dont le front correspond au Djebel Xauen et dont les racines s'enfoncent sous le Paléozoïque de la zone rifaine interne.

1. Affleurements tithoniques reconnus. — Dans les imbrications situées à 7-10 km au Sud de Tétouan, comme l'un de nous l'avait primitivement envisagé, existent des assises tithoniques.

Au Nord-Ouest de la Çudia Tahar, des calcaires roses en dalles, jadis attribués (2) au Lias supérieur, ont montré en réalité : *Globochæte alpina*, *Stomiosphæra* (3) gr. *minutissima* (Colom), *St.* sp. nov. Cette espèce inédite de Fibrosphère n'est connue que du Malm supérieur-Néocomien de divers points du domaine alpin (M. D. D.).

Au Sud du Djebel Gorguès, en montant vers le col de Dar-Jarjor, on observe une bande Nord-Sud de marnes écrasées qui fut rapportée au Crétacé supérieur, mais où la présence de l'Éocène inférieur fut ultérieurement établie (4). Ces marnes reposent à l'Ouest sur les calcaires du Lias par l'intermédiaire de marno-calcaires plus ou moins noduleux, souvent rouges, parfois grisâtres. Certaines de ces couches subordonnées appartiennent bien au Lias supérieur (2), notamment des calcaires ferrugineux à *Harpoceras*, Bélemnites et débris de Crinoïdes. Mais d'autres possèdent un cachet jurassique supérieur. Ainsi, au pied oriental du Djebel Gorguès, des calcaires ferrugineux ont révélé d'innombrables Spumellariés, des sections de Crinoïdes, *Stomiosphæra* gr. *minutissima*. Au Nord-Ouest de Dar-Jarjor, des calcaires identiques contiennent des *Globochæte alpina*. Nos préparations fournissent, en outre, des microorganismes énigmatiques qui semblent, jusqu'ici, cantonnés dans le Malm supérieur-Néocomien du domaine alpin.

Ces indices sont toutefois discutables, vu l'extension encore mal connue des organismes indiqués.

Par contre, non loin du col de Dar-Jarjor, des calcaires gris à grain fin avaient fourni deux *Aptychus* rapportés avec doute à des formes liasiques [(2), p. 366], *A. bullatus* et *A. sanguinolarius*. Vu l'état des échantillons, toute détermination spécifique paraît incertaine. Mais des lames minces taillées dans la gangue de ces *Aptychus* ont montré une abondance extraordinaire de Calpionelles : *Calpionella alpina* (T. F.), *C. intermedia* D. Delga 1957 (3) (F.), *C. elliptica* (A. F.), *C. massutiniana* (R.), *C. undelloides* (T. R.), *Stenosemellopsis hispanica* (T. R.), *Tintinnopsella carpathica* (T. R.) de petite taille, avec des *Globochæte* (F.), des *Stomiosphæra minutissima* (A. R.) et quelques Spumellariés. La présence des très rares

T. carpathica donne à penser qu'il s'agit ici des horizons de passage du Tithonique au Berriasien.

2. AFFLEUREMENTS NÉOCOMIENS RECONNUS. — Nous pouvons apporter de nouvelles précisions sur le Crétacé inférieur du revers sud-ouest de l'anticlinal du Djebel Lexchab-Djebel Buhal-La. A hauteur d'Uta el Melaaib, on voit, au-dessus des calcaires massifs hypothétiquement tenus pour liasiques :

1. Calcaires lités (environ 200 m);
2. Jaspes rouge sombre à Radiolaires (quelques mètres);
3. Calcaire détritique à *Aptychus*, Ammonites et Bélemnites (1 m);
4. Marno-calcaires (15-18 m), souvent en plaquettes, avec localement, vers la base, un banc de poudingues;
5. Marno-calcaires (8-10 m) roses et rouges (Sénonien ?);
6. Flysch nummulitique.

Le niveau 1 n'a pu être daté. Un échantillon prélevé sous les radiolarites n'a livré que des Radiolaires (A. F.), pour l'essentiel Spumellariés, des *Globochæte* (A. F.) et d'abondants spicules. Nos plaques n'ont apporté aucune donnée nouvelle en ce qui concerne les radiolarites 2 que E. Voigt ([5]) placerait volontiers dans le Dogger ou dans le Malm.

L'horizon 3 est attribuable au Valanginien franc ou à l'Hauterivien inférieur, car il a livré *Neocomites* gr. *neocomiensis*, *Neolissoceras grasi* et de mauvais *Lamellaptychus*. En lame mince, cet horizon à *Aptychus* se révèle très argileux et riche en minuscules quartz et micas détritiques. La part organique y est très réduite : très rares Calpionelles (*Favelloides* cf. *balearica*, *Calpionellopsis thalmanni* ?), assez rares *Nannoconus steinmanni*, quelques *Stomiosphæra minutissima*. Ces marno-calcaires remanient d'innombrables petits galets calcaires à Spumellariés, à Fibrosphères (*St. minutissima*), à *Globochæte*, plus rarement à débris de Saccocomidés ou à Calpionelles (*Tintinnopsella longa* ?, *T.* gr. *cadischiana*) : graviers qui sont donc empruntés à divers niveaux dont l'âge peut être compris entre Tithonique et Hauterivien.

Des calcaires marneux en plaquettes à mauvais *Lamellaptychus* ont été récoltés par M. G. Suter à 500 m au Sud d'Uta el Melaaib, sur la route de Bab Taza au Djebel Lexchab. Ils sont néocomiens, car ils ont livré quelques *Calpionellopsis thalmanni*.

Une préparation taillée dans les couches 4 n'a révélé que des Spumellariés. Le sommet de la formation comporte en outre quelques Nassellariés et de mauvais *Nannoconus*, dont la présence témoigne d'un âge au maximum aptien.

L'âge sénonien (?) du niveau 5 n'a pu, faute d'échantillons, être vérifié. En tout cas, les microconglomérats visibles à la base du Flysch 6 ne

montrent pas d'éléments incontestablement sénoniens; par contre, on y trouve des galets à *Nannoconus* gr. *steinmanni* (Néocomien-Barrémien), à *Calpionella alpina* et à beaux *Globochæte* (Tithonique ou, à la rigueur, Berriasien).

Une deuxième coupe avait été relevée [(2), p. 377-378] à hauteur de la mosquée de Xerafa : des conglomérats et calcaires lités y furent rapportés hypothétiquement au Néocomien. Faute de matériaux, nous n'avons pu confirmer ni infirmer micropaléontologiquement cette attribution.

Les données ci-dessus concernent le parautochtone. Les unités tectoniques plus élevées et plus internes permettent des constatations nouvelles.

L'écaille de Sidi el Gayachi apparaît au flanc nord de la cluse de l'Oued Lau où elle est subordonnée aux éléments chevauchants du Djebel Kelti. Notre étude a porté sur un calcaire gris à grain fin provenant d'un point mal précisé aux abords de Sidi el Gayachi [(2), p. 166] : sans doute s'agit-il des calcaires intercalés entre les dolomies triasiques de la base de l'écaille et le Flysch tertiaire qui en forme le niveau le plus récent. La préparation montre d'innombrables *Nannoconus* gr. *steinmanni* et d'autres très rares microorganismes : Spumellariés, *Stomiosphæra* gr. *minutissima*, *Globochæte alpina*, etc. Il s'agit de Néocomien-Barrémien, Berriasien probablement exclu vu l'absence totale de Calpionelles.

3. DÉBRIS DE TITHONIQUE-NÉOCOMIEN REMANIÉS DANS LE NUMMULITIQUE. — A défaut de plus nombreux gisements de roches en place, on doit citer les témoignages de l'extension initiale des dépôts du Tithonique-Néocomien que fournissent de menus débris incorporés dans les sédiments transgressifs du Nummulitique, impliqués dans les chevauchements.

Les échantillons taillés sont en nombre relativement réduit. De plus, la dimension souvent minuscule de leurs débris (en général de l'ordre du millimètre) ne permet pas d'exclure la possibilité d'un transport assez long depuis le lieu d'origine. Nous n'avons, d'autre part, pas tenu compte des microgalets de calcaires ou de phtanites à Radiolaires qui peuvent provenir soit du Malm, soit de l'Éocrétacé. Sous ces réserves, les fragments cités ici correspondent à des calcaires toujours à grain fin et légèrement argileux, comportant des microorganismes caractéristiques.

Les jalons ainsi définis se répartissent dans diverses unités tectoniques, mais surtout dans le parautochtone (externe) de la Dorsale.

A. *Éléments parautochtones de la Dorsale.* — Au Nord-Nord-Est de Xauen, rive gauche de l'Oued Lau, en amont de son confluent avec l'Oued Talambot [(2), p. 180], la série calcaire du Lias est recouverte, en certains points, par des microbrèches calcaires d'âge inconnu à éléments jurassiques remaniés, parmi lesquels d'assez gros fragments de calcaires à *Globochæte alpina* et à *Stomiosphæra* gr. *colomi* D. Delga 1957, espèce

définie [3] dans le Berriasien de Vogüé; ailleurs, par des calcaires nummulitiques [Éocène supérieur probable [1]] formés par l'accumulation d'organismes, parmi lesquels de grands Foraminifères et des Lithothamniées, emprisonnant de très rares et minuscules débris calcaires à *Globochæte*, ou à *Calpionella alpina* et *C.* gr. *elliptica* (?).

Dans une zone aussi externe de la Dorsale, mais plus au Sud, deux cas intéressants sont à signaler, de part et d'autre de Bab Tizi Mandu, dans des calcaires nummulitiques à grands Foraminifères et Lithothamniées, savoir : dans l'Éocène supérieur (?) au Nord de Tisukka, un petit galet à *Globochæte* et à mauvaises sections de Calpionelles; dans l'Oligocène à l'Est de Bab Tizi Mandu, un petit galet de calcaire à *Globochæte* et à *Calpionella elliptica.*

Un autre jalon est fourni plus à l'intérieur de la Dorsale, sous un grand lambeau de recouvrement appartenant à la nappe du Djebel Tazaot. Dans les falaises au Nord de Bab Tizi Mareix, au-dessus des calcaires liasiques du parautochtone, un calcaire organogène attribué avec doute au Lutétien [1] comporte, emprisonné entre les organismes, un fragment de calcaire néocomien à mauvaises Calpionelles (dont un *Calpionellopsis*) et à nombreuses *Cadosina fusca* Wanner, forme que nous ne connaissons avec certitude, jusqu'ici, que dans le Berriasien.

B. *Écaille de la Cudia Dosor-Sidi el Gayachi.* — Dans la partie radicale de cette unité déjà évoquée plus haut, et près de Guenfis (= Guentes), les calcaires liasiques sont surmontés par une fine brèche calcaire, dite « sénonienne » par Doncieux [1], mais probablement nummulitique : elle contient de nombreux galets de calcaires à *Calpionella alpina*, *C. elliptica*, *C. intermedia* (?), *Globochæte* et *Stomiosphæra minutissima.* Ces fragments de Tithonique sont accompagnés de débris de radiolarites, formations qui ne sont connues jusqu'ici dans la région qu'au Jurassique moyen-supérieur (*voir* ci-dessus) et au Néocomien.

C. *Nappe du Djebel Kelti.* — Dans cette unité, tectoniquement plus élevée, aucun indice certain de Tithonique-Néocomien n'a été noté. Toutefois, dans son prolongement septentrional probable, au Sud de Tétouan, un cas intéressant a été relevé dans l'écaille du Djebel Gorguès. Sur les calcaires du Lias, le Nummulitique y comporte des microbrèches calcaires de l'Éocène supérieur à *Nummulites incrassatus* et *N. fabianii* (dét. Doncieux) [1]. Dans le ciment de ces microbrèches figurent des microgalets de Tithonique à *Calpionella alpina* et *Globochæte.* En outre, on y observe des débris de calcaires à *Fissurina* gr. *ovalis* (Crétacé moyen-supérieur). Ce faciès à Fissurines est encore inconnu dans le Crétacé de la Dorsale; il est, par contre, fréquent dans le Flysch crétacé de la zone marno-schisteuse, dont le bassin de sédimentation paraît avoir régné beaucoup plus

à l'Ouest que celui des écailles charriées de la Dorsale. Si ce gravier à Fissurines provenait de la zone externe, l'origine des microgalets tithoniques en question paraîtrait un peu incertaine.

4. Conclusion. — Notre enquête a porté sur de rares roches en place et sur une cinquantaine de préparations taillées dans des échantillons finement détritiques du Nummulitique. Les galets des conglomérats, qui jouent un rôle considérable dans ce dernier, n'ont pas fait l'objet d'inventaire : sans doute une telle étude apportera-t-elle beaucoup de données intéressantes lorsqu'il sera possible de retourner sur place. Mais les observations résumées ci-dessus suscitent déjà des vues nouvelles.

Dans le tronçon de chaîne compris entre le Rio Martin et l'Oued Lau, le Tithonique en place existe à l'état de vestiges dans les écailles du Sud de Tétouan. Il est connu à l'état de graviers remaniés dans les microbrèches de l'écaille de la Cudia Dosor, à Guenfis. Vu les déplacements subis par ces unités, on peut estimer que ces dépôts avant leur démantèlement anté-lutétien s'étendaient dans le domaine de la Dorsale, à 10 voire 20 km au Nord-Est du bord actuel de la chaîne.

L'affleurement de la région de Sidi el Gayachi permet d'émettre des conclusions similaires quant à la paléogéographie du Néocomien.

Au Sud-Est de l'Oued Lau, compte tenu des affleurements du Crétacé inférieur de la région de l'Uta el Melaaib, ce n'est encore que dans la couverture nummulitique de la série parautochtone qu'ont été inventoriés des débris de Tithonique ou de Néocomien. Leur origine ne peut être rigoureusement précisée. Toutefois, il paraît vraisemblable d'admettre que ces débris proviennent de leur substratum parautochtone plutôt que de la zone du Flysch. Il s'ensuivrait qu'au Sud-Est du Djebel Xauen, des dépôts tithoniques et néocomiens ont aussi régné dans l'unité inférieure.

Quant aux débris de calcaires à Fissurines de la région du Djebel Gorguès, ils posent une nouvelle question. Jusqu'ici on ne connaît cette formation que dans la zone marno-schisteuse qui est extérieure à la Dorsale. Il conviendra d'examiner si leur présence dans une unité tectonique assez interne doit être rapprochée de celle de calcaires à *Biradiolites*, peut-être angoumiens [(2), p. 401], ayant fourni un galet roulé dans le poudingue nummulitique du Djebel Lenda (entre le Djebel Gorguès et le Djebel Kelti). Ce poudingue appartient à la Dorsale et l'on admet jusqu'ici que ses matériaux proviennent de l'Est. Les investigateurs futurs auront intérêt à chercher sur la base de ce double indice si des dépôts du Crétacé moyen ne se seraient pas aussi étendus dans cette partie de la Dorsale calcaire.

Sur un plan plus général il peut être utile de remarquer que, comme dans la « chaîne calcaire » qui borde au Sud la zone kabyle d'Algérie, les mers du Malm (au moins du Tithonique) ont envahi certaines portions de la Dorsale rifaine, sans que les rapports stratigraphiques de leurs dépôts avec le Jurassique sous-jacent puissent être actuellement éclaircis. Quant

au Néocomien, les documents actuels sont insuffisants pour préciser sa répartition et ses aspects.

De toutes manières il apparaît dès maintenant que, contrairement à ce que l'on admettait, les dépôts calcaires du Tithonique et du Néocomien ont présenté une extension notable dans le domaine paléogéographique de la Dorsale rifaine. En revanche, comme nous le verrons ailleurs, dans la zone marno-schisteuse, plus externe, se formaient, aux mêmes époques, de puissantes accumulations schisto-détritiques.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) P. Fallot et L. Doncieux, *Bol. Inst. geol. y min. de España*, 54, 1936, p. 1-198.

(2) P. Fallot, *Notes et Mém. Serv. géol. Maroc*, n° 40, 1937.

(3) M. Durand Delga, *Bull. Serv. Carte géol. Algérie*, Trav. Coll. 1956 (sous presse).

(4) P. Fallot, M. Durand Delga et J. Magné, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1975.

(5) E. Voigt, *XIXe Congr. géol. intern.* 1952, série Maroc, n° 16, C. R. excursions, Rabat, 1954, p. 27.

CYTOLOGIE. — *L'ultrastructure du chromosome des Péridiniens et ses conséquences génétiques.* Note de MM. **Pierre-P. Grassé** et **Jean Dragesco**.

L'ultrastructure des chromosomes est encore très mal connue et quelques travaux seulement lui ont été consacrés. Malgré l'intérêt qu'elle présente pour toute la biologie et plus particulièrement pour la génétique, son étude paraît donc avoir été négligée. En vérité, il n'en est rien, mais le contenu du noyau se fixe si difficilement que les images de qualité obtenues jusqu'ici sont extrêmement rares. La fixation de la matière vivante reste la pierre d'achoppement de la cytologie et sa pratique est encore empirique.

Pour tourner partiellement l'obstacle, nous avons recherché les matériaux dans lesquels le fixateur ne détruit pas les chromosomes et leur conserve, sans trop d'altération, leur ultrastructure. Au cours de notre investigation, nous avons découvert (3) que la spermatide est favorable à l'étude des chromosomes et, dans la présente Note, nous montrons que le noyau interphasique des Péridiniens permet d'analyser l'infrastructure des chromosomes dans des conditions exceptionnellement bonnes. Nous croyons être les premiers à décrire le chromosome interphasique dans son intégrité. Pourtant nous ne sommes pas satisfaits de nos fixations; nous croyons qu'on peut en obtenir de bien supérieures et nous nous efforçons actuellement d'améliorer nos techniques.

Pendant l'interphase, chez les Péridiniens, comme, semble-t-il, chez tous les Flagellés qui se divisent par pleuromitose (4), les chromosomes demeurent fortement spiralés et fixés par leur centromère à la membrane nucléaire.

Notre étude a porté sur les formes suivantes : *Polykrikos lebouræ*,

Gymnodinium sp., *Amphidinium* sp. et la Zooxanthelle symbiote de l'Anémone de mer, *Anemonia sulcata* [14].

Les chromosomes de ces diverses espèces sont de longueurs différentes et d'une seule venue. C'est chez *Polykrikos* et *Gymnodium* (*pl.* I, *fig.* 2; *pl.* III et IV) qu'ils sont les plus longs et chez la Zooxanthelle les plus courts (*pl.* II). Nulle part, ils ne se présentent comme des files de grains et ne correspondent au dinocaryon, tel que Chatton l'a défini (1920) [1]. Chez *Amphidinium*, nous en avons dénombré 25 ± 1.

Tous les chromosomes des Péridiniens en interphase, étudiés par nous, sont spiralés et les tours de spires ont la même longueur *moyenne* quelle que soit l'espèce considérée et quelle que soit la longueur du chromosome; ce qui revient à dire que pour une même longueur de chromosome, on compte le même nombre de tours de spire.

Sur coupe, le chromosome n'est pas limité par une membrane définie reconnaissable. Nous le voyons fait d'un faisceau de fibrilles qui correspond, selon nous, au chromonema révélé par la cytologie optique. Mais il n'est pas que cela. La spirale limite un espace interne, tubulaire, dont le contenu ne nous paraît pas être homogène.

1. *Le chromonema.* — La nature « fibreuse » de celui-ci n'est pas douteuse. Nous comptons, par exemple chez *Gymnodinium*, aux extrémités « latérales » des coupes de spires 5, 6, 7 ou 8 fibrilles. Étant donné que l'épaisseur des coupes varie entre 150 et 200 Å, on peut être sûr que le nombre total des fibrilles constituant le chromonema est plus élevé. Ces fibrilles ont un diamètre égal et une teinte uniforme sur toute leur longueur. Elles mesurent de 70 à 100 Å d'épaisseur. Elles courent parallèlement les unes aux autres et parallèlement aux bords de la spirale. Autrement dit, en termes de cytologie optique, le chromonema ne décrit qu'une *spirale majeure* (*pl.* I, *fig.* 2; *pl.* III).

Toutefois, nous n'affirmerons pas qu'il en est toujours ainsi; certaines coupes longitudinales, transversales ou légèrement obliques des chromosomes de Zooxanthelle montrent bien les fibrilles parallèles entre elles, mais *obliques par rapport à la direction générale de la spire que décrit le chromonema.* Cette disposition implique nécessairement que les fibrilles, à la spirale décrite par le chromonema (spirale majeure), en ajoutent une seconde, que nous pouvons qualifier de *spirale mineure.* Ce dernier terme ne doit pas induire en erreur et faire croire que la spirale mineure du chromosome des Péridiniens est identique à celle des chromosomes méiotiques chez les Êtres pluricellulaires. Dans le chromosome méiotique, c'est le chromonema qui subit la double spiralisation (majeure et mineure); tandis que chez le Péridinien, la spirale majeure est décrite par le chromonema tout entier et la spirale mineure seulement par les fibrilles constitutives. Si, chez les Métazoaires, le chromonema était fasciculé,

la spirale mineure des fibrilles, si elle existait, serait de troisième ordre, alors qu'elle est de deuxième chez le Péridinien. Les images examinées par nous montrent, en majorité, une spiralisation simple, sans spirale mineure des fibrilles.

Aux extrémités latérales des coupes de la spirale, les fibrilles affectent une disposition, de prime abord, assez déroutante; elles divergent en éventail ou en jet d'eau. L'examen attentif apprend qu'il s'agit de fibrilles appartenant à deux spires consécutives et superposées (*fig.* 1 et 2, *pl.* IV).

Les fibrilles, avons-nous dit, ont le même diamètre et la même coloration sur toute leur longueur. Cela est vrai pour tous les chromosomes, sauf pour certains appartenant à un *Gymnodinium* sp. A un très fort grossissement (150 000 et plus), quelques fibrilles présentent des nodosités, plus sombres que le reste de la fibrille dont le diamètre est de l'ordre de 130-140 Å. S'agirait-il de gènes ? Cette interprétation est tentante, mais nous ne la tenons pas pour véridique.

Les images de ces nodosités sont encore peu nombreuses, et nous ne sommes point sûrs qu'elles correspondent à une *structure réelle*. Notre doute tient aussi au fait que, dans les autres espèces, les fibrilles sont lisses, sans inégalité de diamètre et de coloration.

2. *Substance interspirale.* — Les tours de spire sont séparés les uns des autres par une substance qui, sur les coupes, a un aspect ponctué passablement caractéristique (*pl.* I, *fig.* 2; *pl.* III). Les points, de taille variant entre 100 et 200 Å, nous donnèrent tout d'abord l'impression de correspondre à des sections de fibrilles et nous imaginions que le chromosome se composait de deux chromonemata tournant en sens inverse et emboîtés l'un dans l'autre. Nous avons abandonné cette interprétation et reconnu que les chromosomes de Péridiniens examinés par nous se composent d'un unique chromonema. Les points étant unis, très souvent, les uns aux autres par des traînées grisâtres, nous pensons que nos images figurent une substance coagulée par les fixateurs et que les points correspondent plutôt à de petits coagula qu'à des granules préexistants. En microscopie optique, les chromosomes d'*Amphidinium* ont l'aspect de tubes à paroi sombre et à contenu clair où la paroi représente le chromonema en ressort à boudin et l'internum, la substance interspirale.

L'interprétation des structures que nous venons de décrire est fort délicate. A quelle partie du chromosome doit-on rapporter les fibrilles ? Elles sont, croyons-nous, les composantes du chromonema; celui-ci étant fait de leur somme. Ces fibrilles, étant donné leur épaisseur (100 Å), ne peuvent être assimilées à une chaîne spiralée de polynucléotides (acide désoxyribonucléique) dont le diamètre est évalué à 20 Å dans le schéma hypothétique de Watson et Crick [12]. On peut imaginer que chaque

fibrille correspond à une ou plusieurs chaînes de polynucléotides associées à des protéides fibreuses, lesquelles forment probablement la plus grande partie de l'élément.

Les fibrilles chromonématiques, pour lesquelles on peut proposer le nom de *génofibrilles*, semblent correspondre aux lignes longitudinales sombres que Moses (1956) (7) a observées dans l'axe des chromosomes des spermatocytes primaires, en prophase, de l'Écrevisse (*Cambarus clarkii*), et qu'il n'interprète pas, et peut-être aux quelques filaments observés par Fawcett (2) dans les noyaux de spermatocytes (Pigeon, Homme, Chat). Il y aurait deux filaments par chromosome, mais cela n'est point sûr. Au total, nous inclinons à croire que *le chromonema est réellement et normalement un faisceau de génofibrilles*, dont chacune porte en elle tout l'assortiment génique du chromosome.

Cette conception se rapproche de celle de Ris, laquelle s'appuie sur l'interprétation « microfilamentaire » des chromosomes dits en rince-bouteille des ovocytes et sur des documents qui, malheureusement, n'ont pas une netteté suffisante pour être convaincants [nous ne savons pas voir de fibrilles dans les figures de Ris (1956)] (9). Elle ne va pourtant pas sans soulever quelque difficulté.

En effet, Grassé, Carasso et Favard (1955) (5) ont été les premiers à montrer que, dans les spermatides et les spermatozoïdes, chaque chromosome ou chromonema est représenté par *un filament unique* dont l'épaisseur peut tomber à 70 Å (*Helix pomatia*). Cette structure a été retrouvée identique dans les spermatozoïdes des Acridiens [Yasuzumi et Ishida, 1957 (13), Gibbons et Bradfield, 1957 (3)] et sous un autre aspect (absence de polarisation) chez un Myriapode diplopode [Grassé, Tuzet et Carasso, 1956 (6)].

Le chromosome du spermatozoïde serait-il différent de celui de l'œuf ? Oui, si l'on s'en tient aux quelques documents dont nous disposons. Mais ceux-ci sont encore si rares qu'il n'est pas possible même d'esquisser une vue d'ensemble sur la structure des chromosomes des cellules reproductrices et, d'autre part, 2 à 5 filaments existent dans le chromosome prophasique des spermatocytes I [Moses, 1956 (7), Fawcett, 1956 (2)].

Toutefois, dès maintenant, quelques faits importants peuvent être tenus pour acquis. Dans le chromosome du Péridinien, les parties contenant l'acide désoxyribonucléique sont présentes à plusieurs exemplaires apparemment semblables. Le gène, dont rien morphologiquement ne trahit en toute certitude la présence, figure donc en autant d'exemplaires qu'il y a de génofibrilles et ceci sans qu'intervienne le phénomène de polyténie (multiplication des chromonemata sans processus mitotique).

Si un tel état plurifibrillaire du chromonema existe dans d'autres cellules, les généticiens devront en tenir compte dans leurs interprétations de l'hérédité; notamment, dans le cas des mutations provoquées, où la « cible »

MM. P.-P. Grassé et J. Dragesco.

PLANCHE I.

1



2

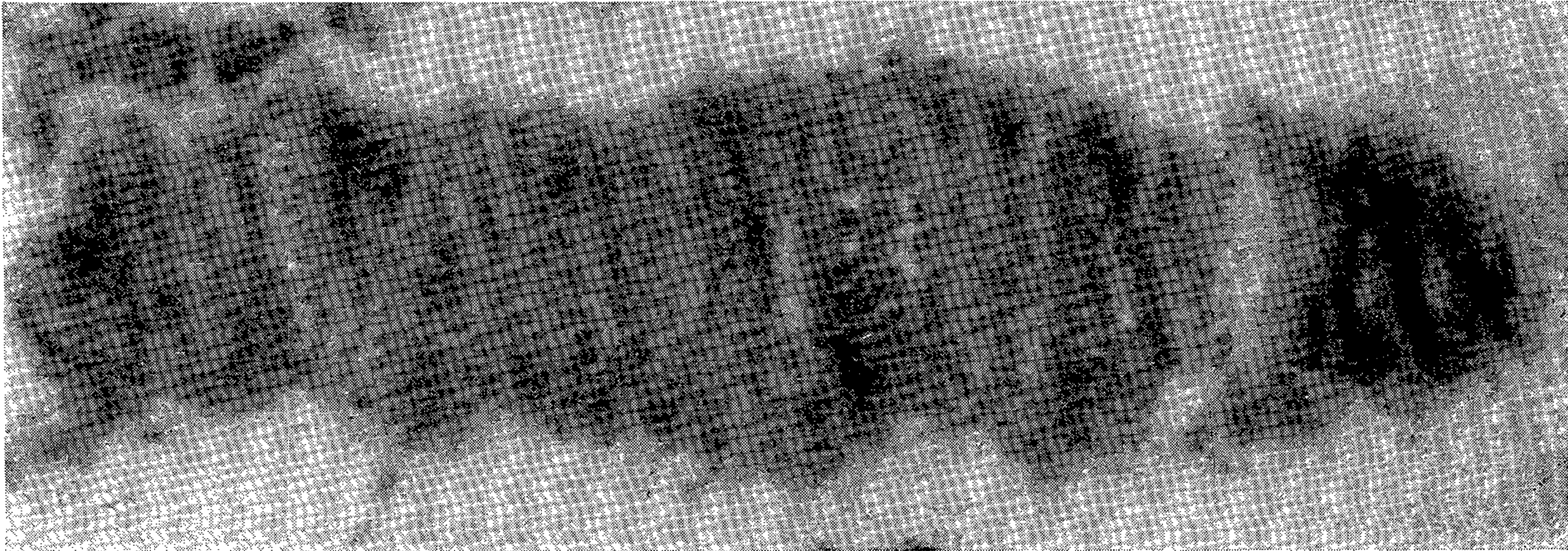


PLANCHE II.

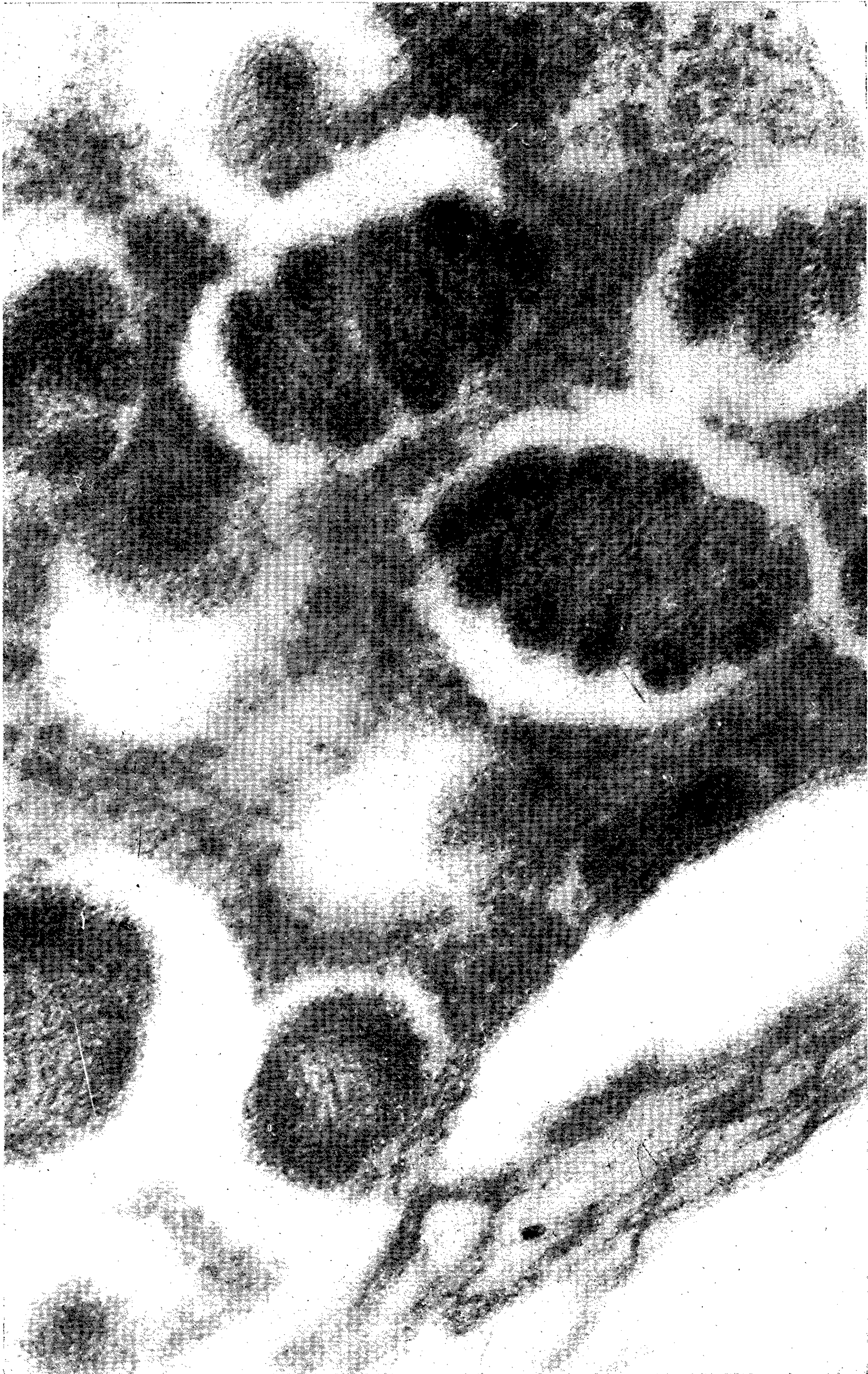


PLANCHE III.

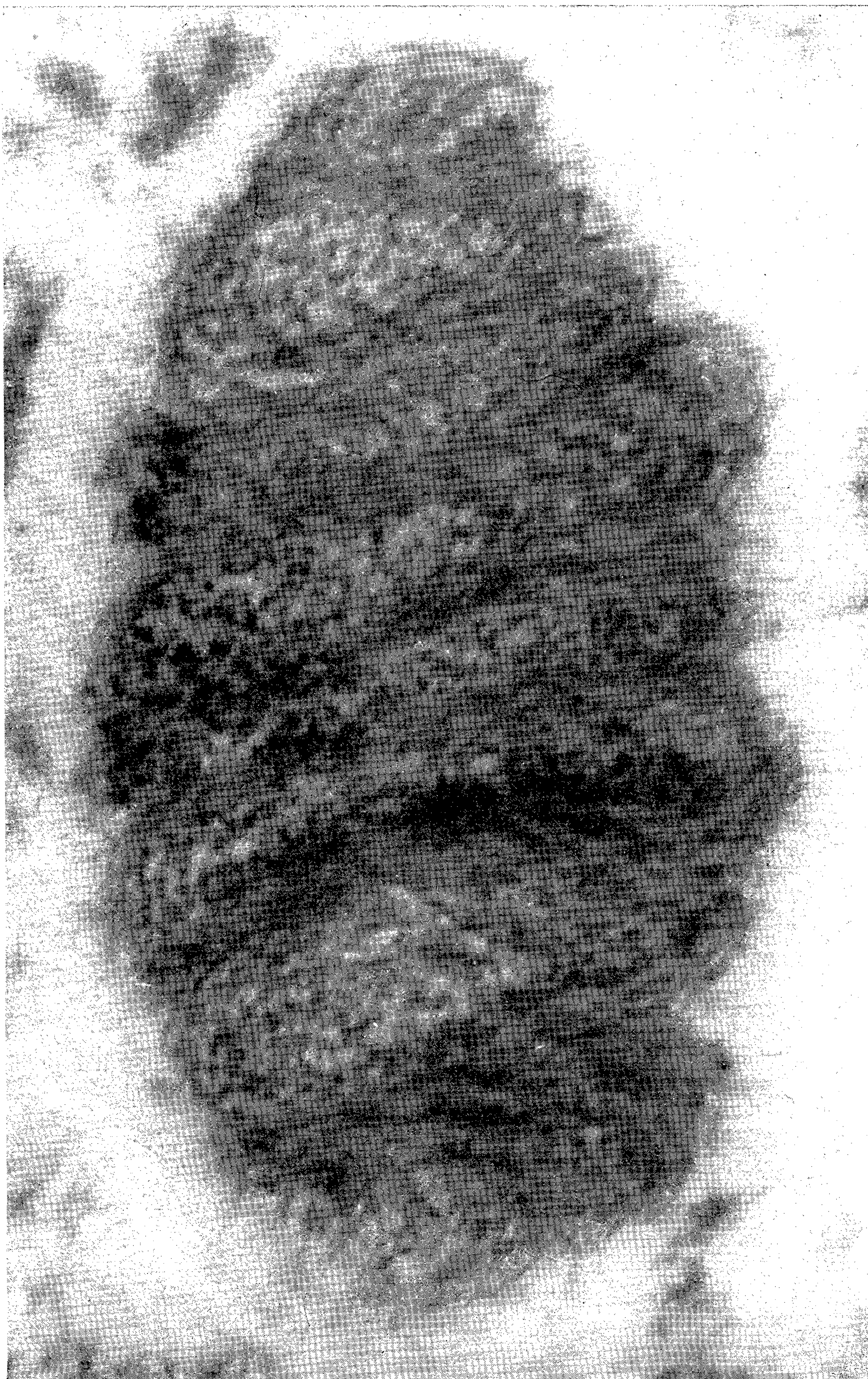
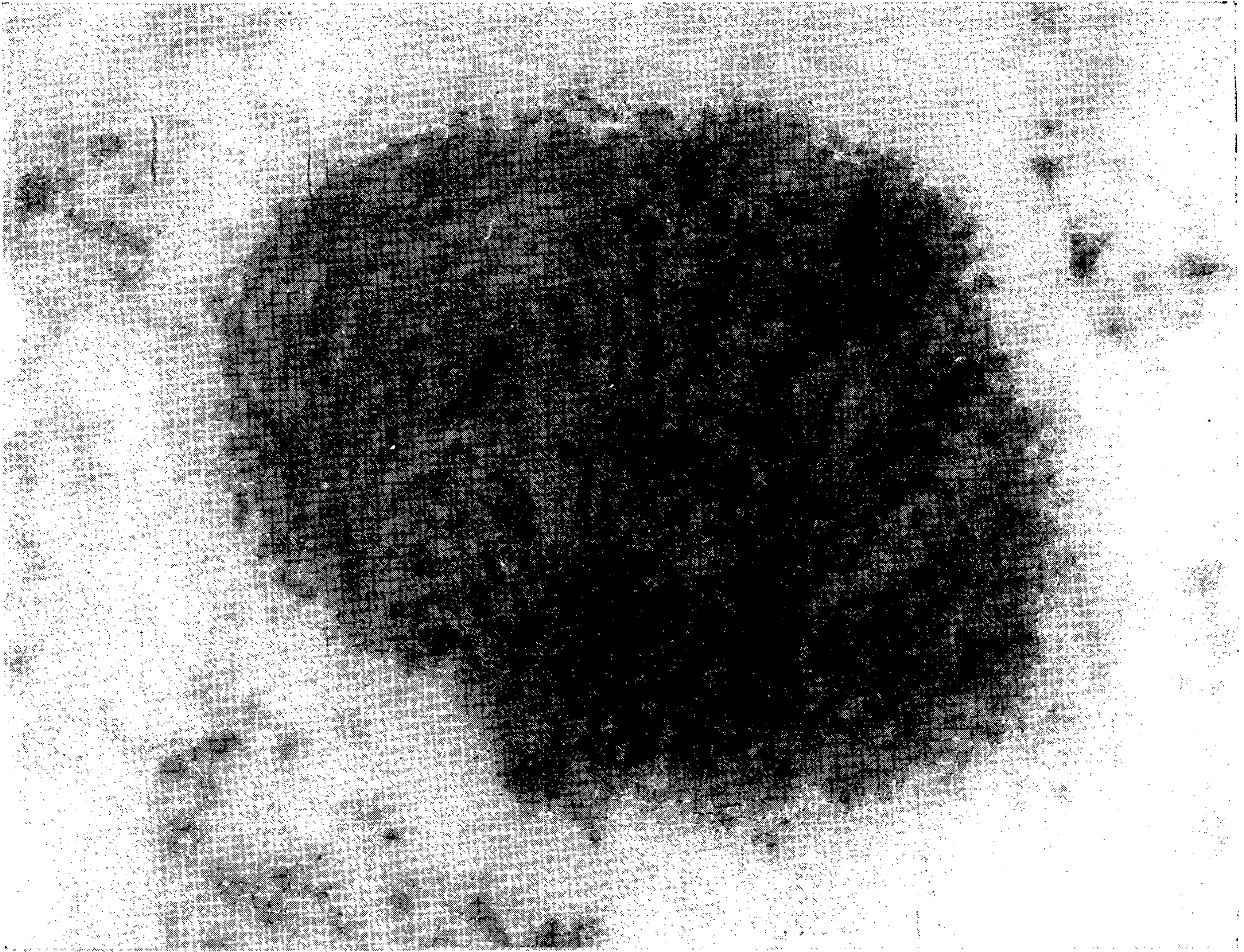
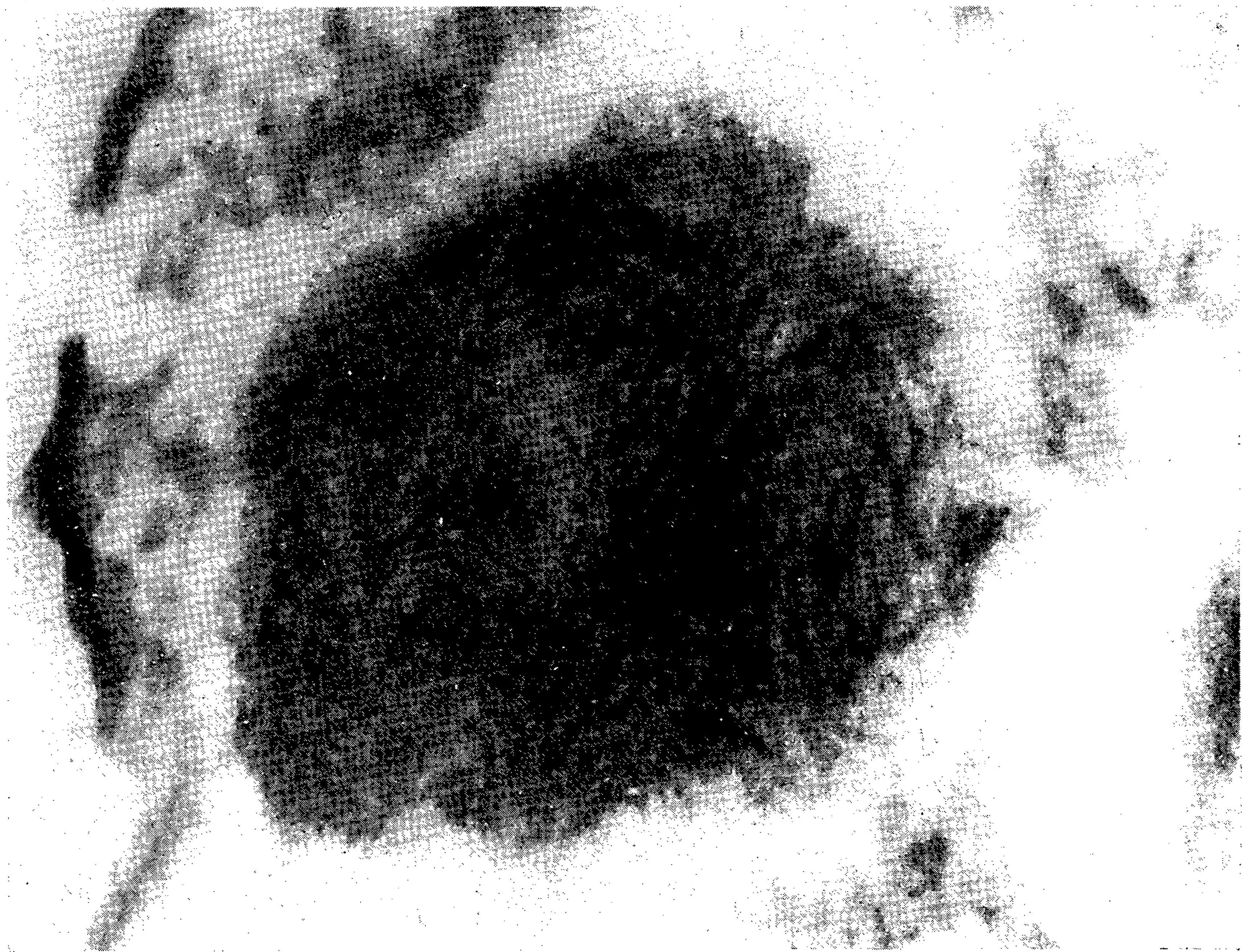


PLANCHE IV

1



2



offerte à l'agent mutagène (agent ionisant ou chimique) serait bien plus complexe qu'on ne l'imagine d'ordinaire. Mais les faits révélés par la microscopie électronique sont encore trop peu nombreux pour que leur application à la génétique perde le caractère conjectural qu'elle a présentement.

EXPLICATION DES PLANCHES.

PLANCHE I.

Fig. 1. — Coupe d'une Zooxanthelle d'*Anemonia sulcata*. Grossissement direct 7 300. Grandissement photographique 18 250. Vers la gauche et dans la moitié supérieure, on voit le noyau avec les coupes de 13 chromosomes.

Fig. 2. — Coupe d'un chromosome isolé de *Gymnodinium* sp. Grossissement direct 28 000. Grandissement photographique 100 000.

PLANCHE II.

Coupes de chromosomes de Zooxanthelle d'*Anemonia sulcata*. Grossissement direct 28 000. Grandissement photographique 120 000.

PLANCHE III.

Coupe d'un chromosome de *Gymnodinium* sp. Grossissement direct 28 000. Grandissement photographique 160 000.

PLANCHE IV.

Coupes obliques intéressant au moins deux spires consécutives du chromonema de *Gymnodinium* sp. Grossissement direct 28 000. Grandissement photographique 130 000.

(1) E. CHATTON, *Arch. Zool. exp. et gén.*, 59, 1920, p. 1-475.

(2) DON W. FAWCETT, *J. bioph. bioch. Cytol.*, 2, 1956, p. 403-406.

(3) I. R. GIBBONS et J. R. G. BRADFIELD, *J. bioph. bioch. Cytol.*, 3, 1957, p. 133-140.

(4) P.-P. GRASSÉ, *Protozoaires, généralités. Traité de Zoologie*, I (premier vol.), 1952.

(5) P.-P. GRASSÉ, N. CARASSO et P. FAVARD, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 1430; **242**, 1956, p. 971 et 1395; *Ann. Sc. Nat., Zool. Biol. an.*, 11e série, 18, 1956, p. 339-380.

(6) P.-P. GRASSÉ, O. TUZET et N. CARASSO, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 337.

(7) M. J. MOSES, *J. bioph. bioch. Cytol.*, 2, p. 215-218.

(8) L. I. REBHUN, *J. bioph. bioch. Cytol.*, 3, 1957, p. 509-524.

(9) H. RIS, *J. bioph. bioch. Cytol.*, 2, supplément, 1956, p. 385-395.

(10) E. DE ROBERTIS, *J. bioph. bioch. Cytol.*, 2, 1956, p. 783-796.

(11) M. A. RUDZINSKA et K. R. PORTER, *J. bioph. bioch. Cytol.*, 1, 1955, p. 421-428.

(12) J. D. WATSON et F. H. CRICK, *Nature*, **171**, 1953, p. 964.

(13) G. YASUZUMI et H. ISHIDA, *Japanese J. Genetics*, 32, 1957, p. 158-161; 5, 1957, p. 39-42; *J. bioph. bioch. Cytol.*, 3, 1957, p. 663-667.

(14) La position systématique des Zooxanthelles restait incertaine : les uns les classant parmi les Cryptomonadines, les autres parmi les Péridiniens. La connaissance précise de leur noyau nous permet d'affirmer qu'elles appartiennent bien aux Péridiniens.

(15) Rudzinska et Porter (1955) (11) ont fait connaître que le macronucleus d'individus âgés de l'Acinétien *Tokophrya infusionum* contient des corpuscules Feulgen-positifs qui,

en coupe transversale, montrent une structure alvéolaire et en coupe longitudinale paraissent faits de fibres nombreuses et parallèles. Nous n'osons pas assimiler celles-ci aux fibrilles du chromonema des Péridiniens. de Robertis (1956) ([10]) attribue aux chromosomes prophasiques (?) d'un Criquet (*Laplatacris dispar*) une structure pluri-fibrillaire, mais les coupes qu'il figure ne sont pas suffisamment probantes pour que l'interprétation proposée soit tenue pour démontrée.

([16]) Rebhun (1957) ([8]) sur un Mollusque nord-américain a retrouvé la plupart des aspects que nous avons fait connaître dans notre Mémoire de 1956 (*Ann. des Sc. nat.*) à propos des cellules mâles de l'Escargot; mais il interprète les fibrilles comme étant des feuillets. Sans méconnaître la difficulté que présente l'interprétation des fibrilles contournées en tourbillons, nous n'acceptons absolument pas l'hypothèse de Rebhun pour des raisons que nous exposerons en détail ailleurs, et dont la principale est que la structure fibrillaire est évidente dans les stades jeunes de la spermatide de l'Escargot et à tous les stades de la spermatide et du spermatozoïde chez l'Iule, sans jamais qu'un aspect puisse y évoquer une structure foliacée.

(*Laboratoire de Microscopie électronique appliquée à la Biologie, C. N. R. S., 105, boulevard Raspail, Paris, 6e.*)

M. le **Secrétaire perpétuel** dépose sur le Bureau de l'Académie une plaquette consacrée à la mémoire d'**André Mayer** (1875-1956).

M. **Henri Humbert** fait hommage d'un exemplaire d'un *Recueil* des *Travaux du Laboratoire de « La Jaysinia », à Samoëns* (*Haute-Savoie*), Laboratoire placé sous le contrôle scientifique du Muséum et sous sa direction personnelle ([1]).

DÉSIGNATIONS.

Le Conseil général de la **Commission de la République française pour l'Éducation, la Science et la Culture (UNESCO)** invite l'Académie à désigner l'un de ses Membres qui fera partie de cette Commission en remplacement de M. *Émile Borel*, décédé.

M. **Paul Montel** est désigné.

CORRESPONDANCE.

Mlle **Marie-Louise Cordillot**, Mmes **Eugène Cotton**, **Eugène Darmois**, **Camille Dubois**, Mlle **Solange Duplaix**, Mmes **Boris Ephrussi**, **Albert Genet**, **Simone Hébert**, Mlles **Lucienne Leleu**, **Marie-Thérèse Régnier**, Mme **André Marquet**,

([1]) Publications du Muséum national d'histoire naturelle, n° 17, 1957.

MM. **Philippe Albert**, **Émile André**, **Edmond Arnous**, **Robert Aubaniac**, **Marius Badoche**, **Wilhelm Bernhard**, **Augustin Blaquière**, **Sylvain Blondin**, **Roger Bouigue**, **Raoul Boulin**, **René-Guy Busnel**, **Jacques Butterlin**, **Théo Cahn**, **Pierre Chavasse**, **Maurice Chèvremont**, **Jean Chevé**, **Paul Couteau**, **Pierre Cüer**, **Maurice Daumas**, **Georges Delbart**, **Pierre Denoix**, **Maurice Dérot**, **Jacques Dixmier**, **Pierre-Michel Duffieux**, **Jean Favard**, **Claude Fromageot**, **Roger Gautheret**, **Robert Gerber**, **Antoine Giroud**, **Charles-Marie Gros**, **Georges Guilbaud**, **Roger Guilleman**, **Jean Hamburger**, **Max Jacobson**, **Jean Kuntzmann**, **Alexandre Lafont**, **Robert Lami**, **Georges Lepère**, **Jean-Louis Lortat-Jacob**, **Louis Maillard**, **Jean Malméjac**, **Antonin Mans**, **André Marquet**, **Jean Meffroy**, **Germain Mocquot**, **Jacques Nicolle**, **François Pellegrin**, **Marcel Perrot**, **Kyrille Popoff**, **Jacques Porot**, **Heri Redon**, **Gaston Réméniéras**, **Charles Richet**, **Louis Robin**, **Antoine-Pierre Rollet**, **Raphaël Salem**, **Jean Salvinien**, **Pierre Satre**, **Edmond Sergent**, **Jean-Pierre Serre**, **Fred Stutinsky**, **René Taton**, **Herbert Tuchmann-Duplessis**, **Robert Virot**, **Étienne Wolff**, **Jean Wyart**, **Marc Zamansky** adressent leurs remerciements pour les distinctions accordées à leurs travaux.

M[lle] **Marie-Madeleine Roblot**, MM. **Cornelis Elisa Bertus Bremekamp**, **Alain Delagrange**, le Général Commandant l'**École Polytechnique**, **Roland Millecamps**, **Michel Pechere**, **Lucien Sajus**, le Président de la **Société d'encouragement pour l'Industrie nationale**, **Michel Turpin** adressent des remerciements pour les subventions qui leur ont été accordées pour leurs recherches ou leurs Bibliothèques.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Traité du calcul des probabilités et de ses applications, par Émile Borel. Tome I. *Les principes de la théorie des probabilités*. Fascicule IV. *Les principes de la statistique mathématique*, par René Risser et C.-É. Traynard. Livre II. *Corrélations. Séries chronologiques*. 2e édition ;

2° Pierre Vassal. 1° *Brachycéphalie, goître et terrain granitique ;* 2° *Les variations sexuelles du squelette céphalique* ;

3° Julio Palacios. *Revision de la teoria de la relatividad ;*

4° Academia Republicii Populare Romîne. *Lucrarile Congresului national de stiinte medicale*, mai 1957. I. *Rapoarte*.

5° *Buletin i Universitetit shtetëror të Tiranës. Seria shkencat natyrore*. I.

6° *Acta Facultatis rerum naturalium Universitatis Comenianæ. Mathematica*. Tom. I, fasc. 1 ;

7° *Fisika delenia atomnyk iader* (Moscou) ;

8° *Ouskoriteli elementarnyk tchastits* (Moscou).

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Domination et problèmes aux limites de type mixte*. Note de M. **François Trèves**, présentée par M. Jacques Hadamard.

La domination ([1]), dans un sens très strict, semble jouer un rôle important dans la résolution de certains problèmes ([2]) aux limites de type mixte. On s'attache ici à mettre en évidence ce fait et l'on ébauche un exposé systématique de la méthode qui permet de l'exploiter.

Notations. — t est une variable réelle. Nous noterons D la dérivation $\partial/\partial t$ et Z l'ensemble des entiers de tout signe. Nous considérerons des fonctions et des distributions en t à valeurs dans des espaces de Banach, en nous conformant aux définitions et notations de L. Schwartz ([3]). Pour un espace hilbertien quelconque H, $(\ ,\ )_{\mathrm{H}}$ en sera le produit hermitien, $\|\ \|_{\mathrm{H}}$ la norme, H′ le dual fort (qui peut ne pas être canoniquement identifié à H). Si H_1 est aussi hilbertien, $\mathrm{L}(\mathrm{H};\mathrm{H}_1)$ désignera l'espace de Banach des opérateurs bornés de H dans H_1. Enfin, $p(t)$ sera toujours une fonction de $\mathcal{E}_t$ vérifiant $|p'(t)|\geq 1$ pour tout t.

1. Espaces $\mathcal{D}^k(p;\mathrm{E})$. — E étant hilbertien, nous munirons $\mathcal{D}(\mathrm{E})$ du produit hermitien $(\vec{\varphi},\vec{\psi})_{\mathrm{E};p,k}=\int(e^{-p}\mathrm{D}^k\vec{\varphi},\,e^{-p}\mathrm{D}^k\vec{\psi})_{\mathrm{E}}\,dt\,.\,k\in\mathrm{Z}$: pour $k<0$, on a posé $\mathrm{D}^k\vec{\varphi}=\mathrm{Y}^{\star(-k)}\star\vec{\varphi}$ si $p'\geq+1$, $\mathrm{D}^k\vec{\varphi}=(-\mathrm{Y}(-t))^{\star(-k)}\star\vec{\varphi}$ si $p'\leq-1$ (Y est la fonction d'Heaviside). Le complété de $\mathcal{D}(\mathrm{E})$ pour $(\vec{\varphi},\vec{\psi})_{\mathrm{E};p,k}$ est hilbertien et sera noté $\mathcal{D}^k(p;\mathrm{E})$ (norme : $\|\ \|_{\mathrm{E};p,k}$).

Le dual fort de $\mathcal{D}^k(p;\mathrm{E})$ « est » $\mathcal{D}^{-k}(-p;\mathrm{E}')$. D^h se prolonge en une *isométrie* de $\mathcal{D}^k(p;\mathrm{E})$ *sur* $\mathcal{D}^{k-h}(p;\mathrm{E})$ dont l'inverse est D^{-h}.

Nombre de propriétés découlent de la formule :

$$\mathrm{Re}\int(e^{-p}\mathrm{D}\vec{\varphi},\,e^{-p}\vec{\varphi})_{\mathrm{E}}\,dt=\int p'(t)\,\|e^{-p}\vec{\varphi}\|_{\mathrm{E}}^2\,dt\qquad\text{pour toute }\vec{\varphi}\in\mathcal{D}(\mathrm{E}).$$

En particulier, elle implique que, quels que soient $h,k\in\mathrm{Z}$, $h\leq k$, $\mathcal{D}^k(p;\mathrm{E})$ est plongé continûment dans $\mathcal{D}^h(p;\mathrm{E})$ et l'on a, pour toute $\vec{f}\in\mathcal{D}^k(p;\mathrm{E})$:

$$(1)\qquad \|\vec{f}\|_{\mathrm{E};p,h}\leq\sup_{t\in\mathrm{R}}\frac{1}{|p'(t)|^{k-h}}\,\|\vec{f}\|_{\mathrm{E};p,k}.$$

Soit $\varepsilon>0$ quelconque. Si $|p'|\geq\varepsilon^{-1}$, (1) ressemble fortement à la domination de D^h par D^k : c'est précisément ce qu'on en tire, pour $0\leq h<k$ et pour des $\vec{\varphi}$ ayant leur support dans un compact arbitraire K de R^1 : D^k domine D^h dans $\mathrm{L}(\mathcal{D}_{\mathrm{K}}(\mathrm{E});\mathrm{L}^2_{\mathrm{K}}(\mathrm{E}))$ ([1]).

Soit $k\geq 0$. Les éléments de $\mathcal{D}^k(p;\mathrm{E})$ sont les fonctions $\vec{f}(t)$ à valeurs dans E, telles que $e^{-p}\mathrm{D}^h\vec{f}\in\mathrm{L}^2(\mathrm{E})$ pour tout $0\leq h\leq k$. Et pour que $\vec{\mathrm{T}}\in\mathcal{D}^{-k}(p;\mathrm{E})$,

il faut et il suffit qu'existent $(k+1)$ fonctions $\vec{g}_h \in L^2(E)$ telles que

$$\vec{T} = \sum_{h=0}^{k} D^h\left(e^p \vec{g}_h\right) \qquad [\text{dérivations } D^h \text{ au sens de } \mathcal{D}'(E)].$$

Soit $B(t) \in \mathcal{E}_t(L(E; E))$ hermitien (pour tout t). On a, si $\vec{\varphi} \in \mathcal{D}(E)$:

$$(2) \quad \mathrm{Re}\left(B(t)\,D\vec{\varphi},\, \vec{\varphi}\right)_{E;p,k} = \left(\left[p'B + \left(k - \frac{1}{2}\right)B'\right] e^{-p}D^k\vec{\varphi},\, e^{-p}D^k\vec{\varphi}\right)_{L^2(E)}$$

$$+\begin{cases} \displaystyle\sum_{h=1}^{k-1} \binom{k}{h+1} \mathrm{Re}\left(B^{(h+1)}\, e^{-p}\,D^{k-h}\vec{\varphi},\, e^{-p}\,D^k\vec{\varphi}\right)_{L^2(E)} & (\text{si } k \geqq 0); \\ \displaystyle\sum_{h=1}^{-k} c_n^k\, \mathrm{Re}\left(e^{-p}\,D^{-h}\left[B^{(h+1)}\,D^k\vec{\varphi}\right],\, e^{-p}D^k\vec{\varphi}\right)_{L^2(E)} & [\text{si } k < 0 \ (c_n^k \in Z)]. \end{cases}$$

Inspirons-nous de l'inégalité (1) pour tirer parti du fait que h, dans les sommes du deuxième membre de (2), est $\geqq 1$. En prenant $B(t)$ positif, peut-on, étant donnée $\gamma(t) \in \mathcal{E}_t$ arbitraire, choisir $p'(t)$ assez « grand » pour que $\mathrm{Re}\left(B(t)\,D\vec{\varphi},\, \vec{\varphi}\right)_{E;p,k} \geqq \|\gamma(t)\vec{\varphi}\|^2_{E;p,k}$ quelle que soit $\vec{\varphi} \in \mathcal{D}(E)$? La réponse, affirmative, et les précisions nécessaires s'obtiennent à l'aide des propositions qui suivent.

Proposition 1. — *Soient* E *et* F *deux espaces hilbertiens,* $A(t) \in \mathcal{E}_t(L(E; F))$. *A chaque* $\varepsilon < 0$ *et à chaque* $k \in Z$ *correspond* $\Phi_{k,\varepsilon} \in \mathcal{E}_t$ *positive, telle que* $A(t)$ *soit un opérateur borné de* $\mathcal{D}^k(p; E)$ *dans* $\mathcal{D}^k(p + \Phi_{k,\varepsilon}; F)$ *de norme* $\leqq \varepsilon$, *pour toute* $p(t)$ *vérifiant* $|p'| \geqq 1 + |\Phi'_{k,\varepsilon}|$.

Soit maintenant, pour chaque t, une forme sesqui-linéaire continue $b(t; u, v)$ sur $E \times E$, qui pourra vérifier l'hypothèse suivante :

(K 0) (1) Quels que soient u, v fixés dans E, $b(t; u, v) \in \mathcal{E}_t$.

(2) Il existe $\alpha(t) \in \mathcal{E}_t$ et > 0 telle que :

$$\mathrm{Re}\, b(t; u, u) \geqq \alpha(t)\,\|u\|^2_E \qquad \text{pour tout } u \in E \text{ et tout } t.$$

Nous dirons que $B(t) \in \mathcal{E}_t(L(E; E))$ vérifie (K 0) si la forme $(B(t)u, v)_E$ vérifie (K 0).

Proposition 2. — *Si* $B(t)$ *vérifie* (K 0) *et est hermitien pour tout* $C(t) \in \mathcal{E}_t(L(E; E))$ *et tous* h, $k \in Z$, $h < k$, *il existe* $g_{k,h}$ *continue et* $\geqq +1$ *telle que :*

$$\|C(t)\,e^{-p}\,D^h\vec{\varphi}\|_{L^2(E)} \leqq \|B(t)\,e^{-p}\,D^k\vec{\varphi}\|_{L^2(E)} \qquad \left(\text{ou bien } \|C\vec{\varphi}\|_{E;p,h} \leqq \|B\vec{\varphi}\|_{E,p,k}\right),$$

quelles que soient $\vec{\varphi} \in \mathcal{D}(E)$ *et* $p(t)$ *vérifiant* $p' \geqq g_{k,h}$.

Proposition 3. — *Si* $b(t; u, v)$ *vérifie* (K 0), *pour chaque* $k \in Z$ *il existe* g_k *continue et* $\geqq +1$ *telle que :*

$$\mathrm{Re}\int b\left(t;\, \vec{\varphi},\, (-1)^k D^k\left[e^{-2p}D^k\vec{\varphi}\right]\right) dt \geqq \frac{1}{2}\int \alpha(t)\,\|e^{-p}D^k\vec{\varphi}\|^2_E\, dt$$

quelles que soient $\vec{\varphi} \in \mathcal{D}(E)$ *et* $p(t)$ *vérifiant* $p' \geqq g_k$.

Si de plus $b(t;\, u,\, v)$ est hermitienne, étant donnée $\gamma(t)$ arbitraire dans $\mathcal{E}_t$, ou peut choisir g_k de manière à avoir (pour ces mêmes $\vec{\varphi}$ et p) :

$$\mathrm{Re}\int b\left(t;\, \vec{\varphi},\, (-1)^k \mathrm{D}^k\left[e^{-2p}\mathrm{D}^{k+1}\vec{\varphi}\right]\right) dt \geqq \left\| \gamma(t)\vec{\varphi} \right\|^2_{\mathrm{E};p,k}.$$

Donnons-nous un opérateur « intégro-différentiel » $\mathrm{L}(t,\, \mathrm{D}) = \sum_{r=-\mu}^{m} \mathrm{B}_r(t)\mathrm{D}^r$ avec : m entier $\geqq 1$, μ entier $\geqq 0$, $\mathrm{B}_r(t) \in \mathcal{E}_t(\mathrm{L}(\mathrm{E};\, \mathrm{E}))$, $\mathrm{D}^r = \mathrm{Y}(t)^{\star(-r)}\star$ si $r < 0$.

Proposition 4. — *Si $\mathrm{B}_m(t)$ vérifie (K 0) et est hermitien, pour chaque $k \in \mathrm{Z}$ et chaque $\gamma(t) \in \mathcal{E}_t$ il existe $g_k(t)$ continue et $\geqq 1$ telle que :*

$$\mathrm{Re}\left(\mathrm{L}(t,\mathrm{D})\vec{\varphi},\, \mathrm{D}^{m-1}\vec{\varphi}\right)_{\mathrm{E};p,k} \geqq \left\| \gamma\vec{\varphi} \right\|^2_{\mathrm{E};p,k+m-1} \quad \textit{pour toutes } \vec{\varphi} \in \mathcal{D}(\mathrm{E}) \textit{ et } p(t) \textit{ vérifiant } p'_0 \geqq g_k.$$

2. Application a certains problèmes aux limites de type mixte. — On pose ces problèmes comme Lions ([4]), en introduisant deux espaces hilbertiens $\mathrm{V} \subset \mathrm{H}^0$ (injection continue; V dense dans H^0) et, pour chaque t, une forme sesquilinéaire continue $a(t;\, u,\, v)$ sur $\mathrm{V} \times \mathrm{V}$ qui vérifie :

(K 1) Il existe $\lambda(t) \in \mathcal{E}_t$ réelle telle que $a(t;\, u,\, v) + \lambda(t)(u,\, v)_{\mathrm{H}^0}$ vérifie (K 0).

On prolonge canoniquement $a(t;\, u,\, v)$ à $\mathcal{D}'(\mathrm{V}) \times \mathrm{V}$. Soit $\mathrm{L}(t,\, \mathrm{D})$ comme plus haut, avec $\mathrm{E} = \mathrm{H}^0$ et $m = 1$ ou 2.

Théorème 1. — *Faisons les hypothèses suivantes : $a(t;\, u,\, v)$ vérifie (K 1) et est hermitienne si $m = 2$; $\mathrm{B}_m(t)$ vérifie (K 0) et est hermitien. Alors, pour tout $k \in \mathrm{Z}$, il existe g_k, $\mathrm{L}_k \in \mathcal{E}_t$ avec $\mathrm{L}_k \geqq 0$, $g_k \geqq 1 + |\mathrm{L}'_k|$, telles que, quelle que soit $p(t)$ vérifiant $p' \geqq g_k$, on ait :*

A toute $\vec{g} \in \mathcal{D}^k(p;\, \mathrm{H}^0)$ correspond un élément unique $\vec{f}$ de $\mathcal{D}^k(p + \mathrm{L}_k;\, \mathrm{V})$ tel que : $a\left(t;\, \vec{f},\, v\right) + \left(\mathrm{L}(t,\, \mathrm{D})\vec{f},\, v\right)_{\mathrm{H}^0} = \left(\vec{g},\, v\right)_{\mathrm{H}^0}$ pour tout $v \in \mathrm{V}$. De plus, alors :

$$\vec{f} \in \mathcal{D}^{k+m-1}(p + \mathrm{L}_k;\, \mathrm{H}^0) \qquad \text{et} \qquad \left\|\vec{f}\right\|_{\mathrm{V};\,p+\mathrm{L}_k,\,k} + \left\|\vec{f}\right\|_{\mathrm{H}^0;\,p+\mathrm{L}_k,\,k+m-1} \leqq \left\|\vec{g}\right\|_{\mathrm{H}^0;\,p,\,k}.$$

La preuve du théorème 1 est basée sur le fait qu'en vertu de la domination, considérer $\mathrm{L}(t,\, \mathrm{D})$ ou $\mathrm{L}(t,\, \mathrm{D}) - \lambda(t)$ revient au même (prop. 4). On peut, en s'appuyant sur la proposition 3, remplacer la condition d'hermiticité (lorsque $m = 2$) sur $a(t;\, u,\, v)$ par une condition un peu moins stricte. Le théorème 1 entraîne

Théorème 2. — *Sous les hypothèses du théorème 1, à toute $\vec{\mathrm{S}} \in \mathcal{D}'_+(\mathrm{H}^0)$ correspond un élément unique $\vec{\mathrm{T}}$ de $\mathcal{D}'_+(\mathrm{V})$ tel que : $a\left(t;\, \vec{\mathrm{T}},\, v\right) + \left(\mathrm{L}(t,\, \mathrm{D})\vec{\mathrm{T}},\, v\right)_{\mathrm{H}^0} = \left(\vec{\mathrm{S}},\, v\right)_{\mathrm{H}}$ pour tout $v \in \mathrm{V}$. Si $\vec{\mathrm{S}}$ a son support dans la demi-droite $t \geqq a$, il en est de même de $\vec{\mathrm{T}}$ ([5]).*

(1) *Voir* F. Trèves, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1200 et 1288.

(2) Ces problèmes ont déjà été résolus entièrement ou en partie par divers auteurs : Visik, Lions, Ladizenskaia, Kato. On trouvera une excellente bibliographie dans Lions (4).

(3) L. Schwartz, *Ann. Inst. Fourier* (à paraître).

(4) J. L. Lions, *Boundary value problems*, University of Kansas, 1957.

(5) On trouvera dans Lions (4), une démonstration directe du théorème 2, où l'on raisonne sur des intervalles bornés de la droite des t.

ANALYSE MATHÉMATIQUE.— *Moyennes de sommes trigonométriques et fonctions d'autocorrélation.* Note (*) de MM. **Jean Bass** et **Jean-Paul Bertrandias**, présentée par M. Joseph Pérès.

Soit S la classe des fonctions complexes $u(t)$, bornées, nulles pour $t<0$, telles que les moyennes

$$\mathrm{M}u=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_0^T u(t)\,dt,\qquad \gamma(h)=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_0^T \bar{u}(t)\,u(t+h)\,dt$$

existent. Soit A la sous-classe de S pour laquelle : 1° $\mathrm{M}u=0$; 2° $\gamma(h)$ est une fonction continue, finie pour $h=0$, nulle pour $h=\infty$. Des théorèmes de H. Weyl, établis en vue d'applications arithmétiques, permettent de construire des fonctions de la classe A (1). Ces théorèmes ont été généralisés par J. G. Van der Corput (2). Nous nous proposons de montrer que, inversement, l'étude des fonctions de la classe A fournit des démonstrations très simples des théorèmes de Van der Corput, et de donner de nouveaux exemples de fonctions de la classe A. Nous utiliserons les lemmes suivants :

Lemme 1. — *Si* $\mathrm{M}\gamma(h)=\lim_{H\to\infty}(1)/H\int_0^H\gamma(h)\,dh$ *existe, c'est un nombre réel tel que* $\mathrm{M}\gamma(h)\geq|\mathrm{M}u|^2$.

En effet, d'après des résultats classiques de N. Wiener et S. Bochner, il existe une fonction réelle $\sigma(\omega)$, non décroissante, bornée, telle que

$$\gamma(h)=\int_{-\infty}^{\infty}e^{i\omega h}\,d\sigma(\omega).$$

On voit facilement que $\mathrm{M}\gamma(h)$ est égal à la discontinuité de $\sigma(\omega)$ à l'origine, laquelle est non négative. En posant $u=\mathrm{M}u+u'$, et en appliquant la remarque précédente à la fonction d'autocorrélation de u', on obtient le résultat.

Lemme 2. — *Si* $\gamma(h)=0$ *pour* $h\geq h_0$, h_0 *nombre positif fixé, alors* $\mathrm{M}u=0$.

Car dans ces conditions $\mathrm{M}\gamma(h)=0$, et le lemme 1 s'applique.

Lemme 3. — *S'il existe une fonction* $\varphi(n)$ *telle que* $u(t)$ *prenne la valeur constante* $e^{i\varphi(n)}$ *quand* $n\leq t<n+1$, $\gamma(h)$ *est continue et varie linéairement dans tout intervalle* $n\leq h\leq n+1$.

De ces lemmes on déduit des démonstrations des théorèmes de Van der Corput.

THÉORÈME 1. — *Si, lorsque* $n \to \infty$, $\varphi(n+1) - \varphi(n)$ *tend vers une limite* θ *incommensurable avec* π,

$$\lim_{N \to \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N} e^{i\varphi(n)} = 0.$$

On montre en effet d'abord que, si h est un entier positif p, $\gamma(p) = e^{i\theta p}$. On en déduit que, pour l'ensemble des valeurs, entières ou non, de h,

$$M\gamma(h) = \lim_{P \to \infty} \frac{1}{P} \sum_{p=0}^{P} e^{i\theta p},$$

et l'on démontre facilement que cette progression géométrique a une moyenne nulle.

THÉORÈME 2. — *Si, quel que soit l'entier positif* p,

$$\lim_{N \to \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N} e^{i[\varphi(n+p)-\varphi(n)]} = 0, \qquad \textit{alors} \quad \lim_{N \to \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N} e^{i\varphi(n)} = 0.$$

En effet, d'après le lemme 3, $\gamma(h) = 0$ pour tout $h \geqq 1$. D'après le lemme 2, $M\gamma(h) = 0$, donc $Mu = 0$.

THÉORÈME 3. — *S'il existe un nombre* α *compris entre* 0 *et* 1 *tel que, lorsque* $n \to \infty$, $\varphi(n) - \theta n^\alpha$ *tende vers zéro,* θ *étant un nombre positif donné, alors*

$$\lim_{N \to \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N} e^{i\varphi(n)} = 0.$$

Pour le démontrer, on se ramène d'abord au cas où $\varphi(n) = \theta n^\alpha$. On utilise ensuite sur l'inégalité

$$\left| \frac{e^{iu} - e^{iv}}{u - v} - i e^{iv} \right| < \frac{1}{2} | u - v |$$

qui a servi à Van der Corput pour démontrer un théorème analogue. En posant $u = (n+1)^\alpha$, $v = n^\alpha$, on réduit facilement le problème des inégalités évidentes.

COROLLAIRE 1. — *Posons* $\Delta\varphi(n) = \varphi(n+1) - \varphi(n)$, $\Delta^k\varphi(n) = \Delta[\Delta^{k-1}\varphi(n)]$. *Si, quand* $n \to \infty$, $\Delta^k\varphi(n)$ *a une limite* θ *incommensurable avec* π,

$$\lim_{N \to \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{\infty} e^{i\varphi(n)} = 0.$$

D'après le théorème 1, le résultat est connu pour $k = 1$. On le suppose vrai pour $k - 1$. On pose

$$\varphi_p(n) = \varphi(n+p) - \varphi(n) = \sum_q \Delta\varphi(n+q).$$

On a alors

$$\Delta^{k-1}\varphi_p(n) = \sum_q \Delta^k\varphi(n+q).$$

Cette quantité tend vers $p\theta$ quand $n \to \infty$. Donc, par hypothèse,

$$\lim_{N\to\infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N} e^{i\varphi_p(n)} = 0.$$

On applique enfin le théorème 2.

Exemple. — $\varphi(n)$ est un polynome de degré k, le coefficient du terme en n^k étant incommensurable avec π (théorème de H. Weyl).

COROLLAIRE 2. — *S'il existe un nombre* α *compris entre* 0 *et* 1 *et un polynome* $P(n)$ *tels que* $\lim_{n\to\infty}[\varphi(n) - n^\alpha P(n)] = 0$, *alors*

$$\lim_{N\to\infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N} e^{i\varphi(n)} = 0.$$

Le théorème est en effet exact pour un polynome P de degré zéro (théorème 3). Supposons-le vrai pour un polynome de degré $k-1$. On voit qu'il existe un polynome $Q(n)$ de degré $k-1$, tel que $\varphi(n+p) - \varphi(n) - n^\alpha Q(n)$ tende vers zéro. On peut alors appliquer le théorème 2.

Conséquences relatives aux fonctions de la classe A. — Soit $f(t)$ la fonction nulle pour $t < 0$, égale à $e^{i\varphi(n)}$ si $n \leq t < n+1$. $f(t)$ est de la classe A dans les cas suivants :

1° $\varphi(n)$ vérifie les conditions du corollaire 1, avec $k \geq 2$;

2° $\varphi(n)$ vérifie les conditions du corollaire 2, $P(n)$ étant de degré ≥ 1.

Dans tous ces cas, $\gamma(h) = 1 - |h|$ si $|h| \leq 1$, et $\gamma(h) = 0$ si $|h| \geq 1$.

On construit ensuite facilement des fonctions continues $g(t)$ de la classe A par la formule

$$g(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t+\lambda)\, s(\lambda)\, d\lambda,$$

où $f(t)$ est une des fonctions définies ci-dessus, et où $s(\lambda)$ est une fonction absolument intégrable de $-\infty$ à $+\infty$.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) *Voir* à ce sujet J. BASS, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1217.

(2) *Acta mathematica*, 56, 1931, p. 373.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur une famille de polynomes à deux variables orthogonaux dans un triangle.* Note de M. **JOSEPH PRORIOL**, transmise par M. Joseph Kampé de Fériet.

Dans le triangle $\mathcal{T}(x \geq 0, y \geq 0, x+y \leq 1)$ je considère la fonction de poids d'Appell et Kampé de Fériet (1)

$$(1) \quad \begin{cases} t(x,y) = x^{\gamma-1} y^{\gamma'-1} (1-x-y)^{\alpha-\gamma'-\gamma}, \\ \operatorname{Re}(\gamma) > 0, \quad \operatorname{Re}(\gamma') > 0, \quad \operatorname{Re}(\alpha) > \operatorname{Re}(\gamma+\gamma') - 1. \end{cases}$$

Pour généraliser les polynomes de Jacobi à une variable, P. Appell et J. Kampé de Fériet ont défini les polynomes

(2) $$\mathcal{F}_{mn}(xy) = \frac{t^{-1}}{(\gamma)_m(\gamma')_n}\partial^{m+n}_{x^m y^n}[tx^m y^n(1-x-y)^{m+n}],$$

où

$$(a)_0 = 1, \qquad (a)_\nu = \frac{\Gamma(a+\nu)}{\Gamma(a)}.$$

En désignant par (f, g) la valeur de l'intégrale $\iint_\tau tfg\,dx\,dy$, les conditions d'orthogonalité sont telles que

(3) $$\begin{cases} (\mathcal{F}_{mn}, \mathcal{F}_{m'n'}) = G^{m'n'}_{mn}\,\delta_{m+n,\,m'+n'}, \\ N^{m'n'}_{mn} = \dfrac{\Gamma(\gamma)\Gamma(\gamma')\Gamma(\alpha+m+n+1-\gamma-\gamma')}{\Gamma(\alpha+2m+2n+1)}(-1)^{m+n}\,\partial^{m+n}_{x^m y^n}(\mathcal{F}_{m'n'}). \end{cases}$$

L'orthogonalité n'est donc pas réalisée sur les deux indices pris séparément.

Je me propose de définir une famille de polynomes $\mathcal{L}_{mn}(x, y)$ orthogonaux par rapport à leurs deux indices.

A cet effet je considère les opérateurs commutables et autoadjoints G_1 et G_2

(4) $$G_1 = x(1-x)\,\partial^2_{x^2} - 2xy\,\partial^2_{xy} + y(1-y)\,\partial^2_{y^2} + [\gamma - (\alpha+1)x]\,\partial_x + [\gamma' - (\alpha+1)y]\,\partial_y,$$

(5) $$G_2 = xy\,\partial^2_{x^2} - 2xy\,\partial^2_{xy} + xy\,\partial^2_{y^2} + [\gamma x - \gamma y]\,\partial_x + [\gamma' x - \gamma y]\,\partial_y.$$

S'il existe des polynomes $\mathcal{L}_{mn}$ tels que

$$G_i\,\mathcal{L}_{mn} = \lambda^{(i)}_{mn}\,\mathcal{L}_{mn} \qquad (i = 1, 2),$$

l'orthogonalité cherchée sera réalisée.

Pour démontrer l'existence des $\mathcal{L}_{mn}$ je cherche une fonction propre de G_1 de la forme

(6) $$H(xy) = \sum_{i=0,\,j=0}^{i+j=m} a_{ij}\,x^i y^j.$$

Le calcul montre que cette solution est acceptable si $\lambda^{(1)}$ a pour valeur

(7) $$\lambda^{(1)} = -m(m+\alpha).$$

Si dans l'opérateur G_2 je fais le changement de variable

(8) $$2x = \rho - \tau, \qquad 2y = \rho + \tau, \qquad 0 \leqq \rho \leqq 1, \qquad -\rho \leqq \tau \leqq \rho,$$

j'obtiens

(9) $$G_2 = (\rho^2 - \tau^2)\,\partial^2_{\tau^2} + [(\gamma' - \gamma)\rho - (\gamma' + \gamma)\tau]\,\partial_\tau.$$

Une fonction propre de cet opérateur est un polynome de Jacobi en τ/ρ dont la fonction de poids est $[1-(\tau/\rho)]^{\gamma-1}[1+(\tau/\rho)]^{\gamma'-1}$. Suivant la notation d'Erdélyi (²) le polynome de degré n s'écrit $\mathcal{J}^{\gamma-1,\gamma'-1}_n(\tau/\rho)$ et vérifie

(10) $$[G_2 + n(n+\gamma+\gamma'-1)]\,\mathcal{J}^{\gamma-1,\gamma'-1}_n\left(\frac{\tau}{\rho}\right) = 0.$$

Posant alors $H = \rho^n \mathcal{J}_n^{\gamma-1, \gamma'-1} K(\rho)$ et substituant dans (4) en tenant compte de (7) et de (10) l'équation différentielle de K s'écrit

$$(11) \quad \rho(1-\rho) d^2_{\rho^2} K + [2n + \gamma + \gamma' - (2n + \alpha + 1)\rho] d_\rho K + (m-n)(m+n+\alpha) K = 0.$$

Pour ramener l'intervalle de définition à $(-1, +1)$ je pose

$$(12) \quad 2\rho = 1 + \xi, \qquad (-1 \leqq \xi \leqq 1)$$

$$(13) \quad (1-\xi^2) d^2_{\xi^2} K + [2n + 2\gamma + 2\gamma' - \alpha - 1 - (2n + \alpha + 1)\xi] d_\xi K + (m-n)(m+n+\alpha) K = 0.$$

C'est l'équation d'une famille de polynomes de Jacobi de degré $m-n$ et de fonction de poids $(1-\xi)^{-\gamma'-\gamma+\alpha}(1+\xi)^{2n+\gamma+\gamma'-1}$,

$$K = \mathcal{J}_{m-n}^{-\gamma'-\gamma+\alpha,\, 2n+\gamma+\gamma'-1}(\xi),$$

Je détermine ainsi la famille de polynomes cherchée

$$(14) \quad \mathcal{P}_{mn}(\rho, \tau) = \rho^n \mathcal{J}_{m-n}^{-\gamma'-\gamma+\alpha,\, 2n+\gamma+\gamma'-1}(2\rho - 1)\, \mathcal{J}_n^{\gamma-1, \gamma'-1}\left(\frac{\tau}{\rho}\right), \qquad (n \leqq m).$$

Lorsque $\gamma = \gamma' = 1$ et $\alpha = \gamma + \gamma'$ ces polynomes se confondent avec ceux que G. Munschy et P. Pluvinage ont introduits dans la résolution de l'équation de Schrödinger de l'hélium ([3]), ([4]).

([1]) P. Appell et J. Kampé de Fériet, *Fonctions hypergéométriques et hypersphériques. Polynomes d'Hermite*, Gauthier-Villars, Paris, 1926.

([2]) A. Erdélyi, *Higher transcendental functions*, II, Mc Graw Hill Book C°, New-York, 1953.

([3]) G. Munschy et P. Pluvinage, *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 157.

([4]) G. Munschy, *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 552.

GÉOMÉTRIE. — *Sur la classification des polytopes saturés.*

Note de M. **Matthias Matschinski**, présentée par M. Georges Darmois.

Polytopes saturés et polytopes non saturés. Distribution des premiers en classes $P_{N,\varkappa}$ où N, nombre de sommets, et $\varkappa - 1$, nombre le plus petit de dimensions de l'espace dans lequel les polytopes de cette classe peuvent être imaginés. Formules donnant pour ces polytopes : nombre des arêtes, nombre des faces, etc.; enfin nombre des éléments de l'ordre λ : $e_{\lambda,N,\varkappa} = N C_{\varkappa-1}^{\lambda-1} - (\lambda - 1) C_{\varkappa}^{\lambda}$. Tableau de classification.

Disons d'un polytope Q qu'il appartient à l'ensemble $\overline{P}_{N,\varkappa}$, s'il a N sommets et qu'un espace d'au moins $\varkappa - 1$ dimensions est nécessaire pour sa réalisation. Si $\varkappa < N$, on peut, dans des espaces à $\varkappa$ dimensions, ou plus, toujours introduire de nouvelles liaisons : liaisons du premier ordre (arêtes) liaisons du deuxième ordre (faces) etc. entre ses N points. Au contraire, dans l'espace à $\varkappa - 1$ dimensions ceci n'est pas toujours possible. Distinguons deux cas :

polytopes non saturés, cas où, dans l'espace à $\varkappa - 1$ dimensions, il y a encore des liaisons imaginables, et *polytopes saturés*, où, toujours dans l'espace à $\varkappa - 1$ dimensions, il ne reste plus de place pour l'introduction de nouvelles liaisons de tous les ordres. Nous ne nous occupons ici que de ces derniers. Indiquons par $P_{N,\varkappa}$ le sous-ensemble de $\overline{P}_{N,\varkappa}$ ne contenant que tous ces polytopes saturés. Un simplex S_N à N sommets est un $P_{N,N}$ et, de plus, le seul $P_{N,N}$ qui existe. Le deuxième indice ne peut pas dépasser le premier. Dans les classes $P_{N,a}(a < N)$ peuvent se trouver plusieurs polytopes. Les propositions suivantes nous donnent la possibilité de caractériser les polytopes d'une classe $P_{N,\varkappa}$ par les nombres limites de leurs arêtes ($K_{N,\varkappa}$), faces ($f_{N,\varkappa}$).

1. *Le nombre des arêtes qu'on doit introduire dans un* $P_{N,1}$ *pour construire un* $P_{N,\varkappa}$ *est égal à* $NC^2_{\varkappa-1} - C^2_{\varkappa} = C^2_N - C^2_{N-\varkappa+1}$. Il est élémentaire, qu'il est suffisant (et nécessaire) d'introduire $N - 1 = C^2_N - C^2_{N-\varkappa+1}|_{\varkappa=2}$ liaisons pour former un $P_{N,2}$, chaîne de N points (polytope dans une seule dimension), notons les points se trouvant sur ses extrémités par 1 et 2. Pour construire $P_{N,3}$ introduisons l'arête (1, 2) et les N-3 liaisons possibles passant par l'intérieur du « cadre » formé par la chaîne qui est maintenant fermée. Ainsi on a encore $N - 2$ arêtes qui, avec les $N - 1$ précédentes, donnent $(N-1)+(N-2) = C^2_N - C^2_{N-\varkappa+1}|_{\varkappa=3}$ liaisons nécessaires pour passer du $P_{N,1}$ au $P_{N,3}$. Pour imaginer un polyèdre (un $P_{n,4}$) supposons que sur le « cadre » mentionné deux surfaces sont tendues : l'une F_1, déjà utilisée, et l'autre (F_2) encore vide (libre). De même, comme sur F_1, sur cette deuxième (F_2) on peut introduire $N - 3$ liaisons, pas plus. Il suffit alors : $(N-1)+(N-2)+(N-3) = C^2_N - C^2_{N-\varkappa+1}|_{\varkappa=4}$ liaisons pour la construction d'un $P_{N,4}$ à partir de N points isolés, et la proposition énoncée est toujours vraie. Jusqu'ici la démonstration est élémentaire, elle devient plus délicate pour $P_{N,5}$, $P_{N,6}$ etc. En effet on doit imaginer un $P_{N,\varkappa}$ composé du « cadre » mentionné, sur lequel $\varkappa - 2$ surfaces ($F_1, F_2, \ldots, F_{\varkappa-2}$) sont tendues, et l'on doit prendre en considération que sur chacune de ces surfaces $N - 3$ liaisons peuvent être dessinées. Cependant ceci ne donnera pas $(N-3)$ multiplié par $(\varkappa - 2)$; certains couples — une liaison appartenant à une surface, l'autre à une autre, — seront composées de deux liaisons en fait identiques. Illustrons cette circonstance par l'exemple des surfaces couvertes par des liaisons issues toutes d'un seul point. Notons quelques points voisins par 1, 2, 3, 4. Supposons que sur F_1 toutes les liaisons partent du point 2. Elles peuvent le lier à $N - 3$ points [les points 1, 2, 3, étant exclus, les liaisons (1,2) et (2,3) se trouvant déjà dans le « cadre »].

Si l'on veut avoir aussi $N - 3$ liaisons sur F_2, on doit choisir le point de départ (toujours unique d'après la condition admise) parmi les points 1 et 3; si l'on choisissait un autre point, on n'aurait que $N - 4$ liaisons. Alors pour deux surfaces il est possible de choisir $N - 3$ liaisons dans chacune sans les avoir identiques entre elles. Pour F_3 on doit choisir soit 1, soit 4, chacun de

Classe...	$P_{N,1}$.	$P_{N,2}$.	$P_{N,3}$.	$P_{N,4}$.	$P_{N,5}$.	$P_{N,6}$.	$P_{N,\varkappa}$.	$P_{N,N-3}$.	$P_{N,N-2}$.	$P_{N,N-1}$.	$S_N = P_{N,N}$.
Numéro de la classe ($\varkappa$)...............	1	2	3	4	5	6	$\varkappa$	$N-3$	$N-2$	$N-1$	N
Nombre minimum des dimensions nécessaires (k).........	0	1	2	3	4	5	$k = \varkappa - 1$	$N-4$	$N-3$	$N-2$	$N-1$
Nombre minimum des lignes issues d'un point.............	0	1	2	3	4	5	$k = \varkappa - 1$	$N-4$	$N-3$	$N-2$	$N-1$
Nombre des points (nombre des S_1)...	N	N	N	N	N	N	N	N	N	N	$N = C^1_N$
Nombre des lignes (nombre des S_2)...	0	$N-1$	$2N-3$	$3N-6$	$4N-10$	$5N-15$	$(\varkappa-1)N - \frac{\varkappa(\varkappa-1)}{2}$ $= C^2_N - C^2_{N-\varkappa+1}$ $= NC^1_{\varkappa-1} - C^2_\varkappa$	$C^2_N - C^2_4$	$C^2_N - C^0_{N-2} - 2C^0_{N-3}$ $= C^2_N - C^2_3$	$C^2_N - C^0_{N-2}$ $= C^2_N - C^2_2$	C^2_N
Nombre des triangles (nombre des S_3)...		0	$<N-2$	$3N-8$	$6N-20$	$10N-40$	$NC^2_{\varkappa-1} - 2C^3_\varkappa$		$C^3_N - C^1_{N-2} - 2C^1_{N-3}$	$C^3_N - C^1_{N-2}$	C^3_N
Nombre des tétraèdres (nombre des S_4)...			0	$<N-3$	$4N-15$	$10N-45$	$NC^3_{\varkappa-1} - 3C^4_\varkappa$		$C^4_N - C^2_{N-2} - 2C^2_{N-3}$	$C^4_N - C^2_{N-2}$	C^4_N
Nombre des 5-cell (nombre des S_5)...				0	$<N-4$	$5N-24$	$NC^4_{\varkappa-1} - 4C^5_\varkappa$		$C^5_N - C^3_{N-2} - 2C^3_{N-3}$	$C^5_N - C^3_{N-2}$	C^5_N
					0	$<N-5$					
						0					
Nombre des S_λ......							$NC^{\lambda-1}_{\varkappa-1} - (\lambda-1)C^\lambda_\varkappa$ $= C^\lambda_N - \sum_{i=1}^{N-\varkappa} iC^{\lambda-2}_{N-1-i}$		$C^\lambda_N - C^{\lambda-2}_{N-2} - 2C^{\lambda-2}_{N-3}$	$C^\lambda_N - C^{\lambda-2}_{N-2}$	C^λ_N
Nombre des éléments $S_{\varkappa-1}$..............							$kN - k^2 + 1$ $= (\varkappa-1)N - \varkappa^2 + 2\varkappa$		$C^{\varkappa-1}_N - C^{\varkappa-3}_{N-2} - 2C^{\varkappa-3}_{N-3}$	$C^{\varkappa-1}_N - C^{\varkappa-3}_{N-2}$	$C^{\varkappa-1}_N$
Nombre-limite des $S_\varkappa$.							$N - k = N - \varkappa + 1$ 0		$C^\varkappa_N - C^{\varkappa-2}_{N-2} - 2C^{\varkappa-2}_{N-3}$	$C^\varkappa_N - C^{\varkappa-1}_{N-2}$	$C^\varkappa_N$
Nombre des S_{N-3}....								<4	$C^{N-3}_N - C^{N-5}_{N-2} - 2C^{N-5}_{N-3}$	$C^{N-3}_N - C^{N-5}_{N-2}$ $= (N-2)^2$	C^{N-3}_N
» » S_{N-2}....								0	$<3 = C^{N-2}_N - C^{N-4}_{N-2}$ $- 2C^{N-4}_{N-3}$	$C^{N-2}_N - C^{N-4}_{N-2}$ $= 2N - 3$	C^{N-2}_N
» » S_{N-1}....									0	$\mathbf{2} = C^{N-1}_N - C^{N-3}_{N-2}$	C^{N-1}_N
» » S_N.....										0	$\mathbf{1} = C^N_N$
Différ. des nombres de liaisons (lignes).	$N-1$	$N-2$	$N-3$	$N-4$	$N-5$	$N-6$	$N-k = N-\varkappa$	$N-k+1 = N-\varkappa+2$	3	2	1 0

ces cas ne nous donnera que $N-4$ liaisons non identiques, la $(N-3)^{\text{ième}}$ existe déjà. Procédant ainsi de suite, on se persuadera que chaque surface (à partir de F_3) aura une liaison nouvelle de moins que la précédente et que pour l'exemple choisi, les a surfaces ne permettent que $(N-3)a-(a-2)$ différentes liaisons au maximum, mais non pas $(N-3)a$. Alors il faut introduire dans $P_{N,1}$, pour arriver à $P_{N,\varkappa}$, un nombre de liaisons égal à

$$(\star)\quad k_{N,\varkappa}=(N-1)+(N-2)+(N-3)+(N-4)+\ldots+(N-\varkappa+1)=C_N^2-C_{N-\varkappa+1}^2,$$

et I est prouvé (pour le cas de l'exemple considéré). Pour le démontrer en général, on remarque qu'il est exact pour tous les simplex $P_{N,N}=S_N$, et l'on applique la méthode de fusionnement de points. En faisant fusionner *deux points voisins*, on diminue le nombre des liaisons de $\varkappa-2$ (nombre des surfaces F_i tendues sur le « cadre ») $+1$ (liaison entre ces points fusionnés sur le « cadre » même), c'est-à-dire de $\varkappa-1$. Si la formule $(\star)$ est exacte pour $P_{N,\varkappa}$ (avec $C_N - C_{N-\varkappa+1}$ liaisons) elle reste exacte pour $P_{N-1,\varkappa}$ avec $C_N^2-C_{N-\varkappa+1}^2-(\varkappa-1)=C_{N-1}^2-C_{N-1-\varkappa+1}^2$ liaisons et vice versa. Supposons pour un instant que dans $P_{N,\varkappa}$, il y ait plus de $C_N^2-C_{N-\varkappa+1}^2$ liaisons, il s'ensuit d'abord que dans $P_{N-1,\varkappa}$, il en aurait plus de $C_{N-1}^2-C_{N-1-\varkappa+1}^2$ liaisons, et par suite que dans $P_{N-2,\varkappa}$, il en aurait plus de $C_{N-2}^2-C_{N-2-\varkappa+1}^2$, etc. jusqu'au $P_{\varkappa,\varkappa}=S_\varkappa$ dans lequel il y aurait plus de $C_\varkappa^2$ liaisons. Or ce dernier résultat est faux et par conséquent la prémisse l'est aussi. Ainsi $(\star)$ est démontré. On peut démontrer $(\star)$ aussi en partant de $P_{\varkappa,\varkappa}$ par la méthode de dédoublement des points, méthode inverse de celle de fusionnement que nous venons d'appliquer.

2. Les mêmes considérations combinatoires [1] sont facilement applicables pour obtenir des formules analogues pour les faces, pour les « corps », et, en général pour les éléments de l'ordre λ. Ces formules pour limites sont $(\star\star)$: $e_{2,N,\varkappa}=f_{N,\varkappa}=N\,C_{\varkappa-1}^2-2\,C_\varkappa^3$; $e_{\lambda,N,\varkappa}=N\,C_{\varkappa-1}^{\lambda-1}-(\lambda-1)C_\varkappa^\lambda$. Cette voie pour établir les formules de $e_{\lambda,N,\varkappa}$ etc. n'est pas unique. Si une seule de ces formules est connue, par exemple $(\star)$, il suffit de la connaissance de simples relations énumératives entre les éléments de polytope, pour trouver les autres $(\star\star)$.

3. Les formules $(\star)$ et $(\star\star)$ peuvent être les bases d'une classification des polytopes saturés, qui est représentée sur le tableau ci-dessus.

[1] *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1595 et 244, 1957, p. 717; *Acad. Belg.* 1957, p. 533.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Une généralisation de la variance d'échantillonnage dans le cas de tirages exhaustifs d'une urne.* Note de M. **Pierre Thionet**, présentée par M. Georges Darmois.

Avec les notations adoptées dans la Note précédente [1], les variances des moyennes de deux échantillons d'effectif n et n', soit $n>n'$, $\mathcal{V}\overline{X}$ et $\mathcal{V}\overline{X}'$, sont

liées par la relation

$$\mathcal{V}\overline{X}' - \mathcal{V}\overline{X} = \frac{N\sigma^2}{N-1}\left(\frac{1}{n'} - \frac{1}{N}\right) - \frac{N\sigma^2}{N-1}\left(\frac{1}{n} - \frac{1}{N}\right) = \mathcal{E}\left[\frac{nS^2}{n-1}\left(\frac{1}{n'} - \frac{1}{n}\right)\right],$$

avec

$$S^2 = \underset{i}{\mathbf{S}} \frac{(x_i - \overline{X})^2}{n}; \qquad \sigma^2 = \sum_i \frac{(x_i - \overline{x})^2}{N},$$

conséquence de la formule bien connue

$$\mathcal{E}\left(\frac{nS^2}{n-1}\right) = \frac{N\sigma^2}{N-1}.$$

On dira de toute expression positive $p(N, n)$ qu'elle représente la *perte d'information* due au fait qu'on ne connaît de l'urne (N) que l'échantillon (n), si elle est liée à $p(N, n')$ correspondant à l'échantillon (n'), $n > n'$, et à $P(n, n')$ c'est-à-dire à la perte *aléatoire* d'information sur l'urne aléatoire (n) avec l'échantillon (n'), par la relation de récurrence.

$$p(N, n') = p(N, n) + \mathcal{E}P(n, n').$$

Il s'en suit que la variance $\mathcal{V}\overline{X}$ est une perte d'information. Il résulte de la définition non courante de σ^2 et de S^2,

$$\sigma^2 = \sum_{i>j} \frac{(x_i - x_j)^2}{N^2}, \qquad S^2 = \underset{i>j}{\mathbf{S}} \frac{(x_i - x_j)^2}{n^2}$$

que la relation de récurrence se conserve si l'on remplace $(x_i - x_j)^2$ par toute fonction positive symétrique $f(x_i, x_j)$ telle que $f(x_i, x_j)$ soit nul. Dans le cas particulier de

$$f = [g(x_i) - g(x_j)]^2,$$

cette nouvelle perte d'information n'est autre que $\mathcal{V}\overline{Y}$, avec $y = g(x)$, mais une interprétation aussi élémentaire fait défaut dans le cas où

$$f = g[(x_i - x_j)^2].$$

La relation de récurrence se conserve encore si X cesse d'être un nombre réel. En particulier, avec

$$u(x_i - x_j) + v(y_i - y_j) = z_i - z_j,$$

la perte d'information $\mathcal{V}Z$ n'est autre que la forme quadratique

$$u^2\mathcal{V}\overline{X} + 2uv\,\mathrm{cov}(\overline{X}, \overline{Y}) + v^2\mathcal{V}\overline{Y}.$$

Notion d'ordre d'une perte d'information. — Dans le cas de l'estimation de la moyenne $\overline{x}$ de l'urne par celle $\overline{X}$ de l'échantillon, un échantillon formé d'une seule boule apporte déjà des renseignements. Aussi dirons-nous que $\mathcal{V}\overline{X}$, ainsi

que les expressions

$$p(\mathrm{N}, n) = \gamma\left(\frac{1}{n} - \frac{1}{\mathrm{N}}\right), \qquad \text{avec} \qquad \gamma = \frac{1}{2}\mathcal{E} f(x_i, x_j)$$

sont des pertes d'information du premier ordre.

Représentation graphique. — Si sur un axe Δ on porte $\mathcal{V}\overline{\mathrm{X}}$ ou toute autre perte $p(\mathrm{N}, n)$ ainsi définie, on obtient un « *axe d'information* » où, pour une urne (N) donnée, les échantillons des diverses tailles sont figurés par une *division.* Ces divisions sont *semblables* entre elles, quelles que soient X, f et N.

Pertes du deuxième ordre. — Avec un échantillon de taille $n \geqq 3$, on peut estimer (outre $\overline{x}$) $\zeta = \mathrm{N}\sigma^2/(\mathrm{N}-1)$, par $\mathrm{Z} = n\mathrm{S}^2/(n-1)$; on sait exprimer [1] $\mathcal{V}\mathrm{Z}$ non seulement en fonction des moments centrés σ^2 et μ_4, mais comme combinaison linéaire de $\mathcal{E}(x_i - x_j)^4$ et $\mathcal{E}(x_i - x_j)^2(x_h - x_k)^2$; à savoir :

$$\mathcal{V}\mathrm{Z} = \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{\mathrm{N}}\right)\left[\frac{\mathcal{E}(a-b)^4}{2} - \mathcal{E}(a-b)^2(c-d)^2\right] + \left[\frac{1}{n(n-1)} - \frac{1}{\mathrm{N}(\mathrm{N}-1)}\right]\frac{\mathcal{E}(a-b)^2(c-d)^2}{2}.$$

Il est alors évident que $\mathcal{V}\mathrm{Z}$ est une perte d'information du deuxième ordre. D'une façon générale : les pertes d'information sont additives, et l'ordre le plus élevé devient l'ordre du total.

Représentation graphique. — On considérera deux vecteurs colinéaires, représentant le terme en $1/n$ et le terme en $1/[n(n-1)]$, et, par conséquent deux axes Δ_1 et Δ_2, portant respectivement les divisions en $1/n$ et $1/[n(n-1)]$, leurs échelles dépendant de la variable X et leurs origines de la taille N de l'urne.

Remarque. — Quand on substitue $f(x_i, x_j)$ à $(x_i - x_j)^2$ les composantes en $f(a, b)$ et $f(a, b)f(a, c)$ ne fusionnent pas, car on ne peut transposer la relation

$$(a-b)^2(a-c)^2 + \ldots \equiv \frac{1}{2}[(a-b)^4 + (b-c)^4 + (c-a)^4].$$

Mais en définitive le transposé de Z est toujours une perte d'information, puisque de la forme $\mathrm{A}[(1/n) - (1/\mathrm{N})] + \mathrm{B}\{1/[n(n-1)] - 1/[\mathrm{N}(\mathrm{N}-1)]\}$.

Estimation d'un paramètre quelconque de la population sondée. — Si Z est un estimateur sans biais du paramètre ζ (c'est-à-dire si $\mathcal{E}\mathrm{Z} = \zeta$), Z est une perte d'information à condition que

$$\mathcal{E}(\mathrm{Z}' - \zeta)^2 - \mathcal{E}(\mathrm{Z} - \zeta)^2 = \mathcal{E}(\mathrm{Z}' - \mathrm{Z})^2, \qquad \text{d'où} \qquad \mathcal{E}[(\mathrm{Z}' - \mathrm{Z})(\mathrm{Z} - \zeta)] = 0,$$

où Z et Z′ désignent le même estimateur avec échantillons (n), (n'). Pour cela il suffit que $\mathcal{E}_z \mathrm{Z}' = \mathrm{Z}[\text{urne }(n)]$, ce qui découle de l'absence de biais : $\mathcal{E}\mathrm{Z}' = \zeta[\text{urne }(\mathrm{N})]$.

Avec un estimateur très faiblement « biaisé », $\mathcal{V}\mathrm{Z}$ et $\mathcal{E}(\mathrm{Z} - \zeta)^2$ ont en première approximation les caractères d'une perte d'information.

Sur les pertes du premier ordre. — En supposant l'existence d'une perte pro-

portionnelle à $f(x_i, x_j)$ quand on ne connaît qu'une des deux valeurs équiprobables x_i et x_j; et d'une perte proportionnelle à $\mathcal{E}f$ quand on connaît une seule des N valeurs, on établit que la perte d'information pour l'échantillon de taille n est nécessairement de la forme donnée au début.

En effet, si l'on admet que $p(N, 1)$ est de la forme $\mathcal{E}f.\theta(N)$, on peut descendre tous les degrés de la connaissance, avec des échantillons de taille N—1, N—2, N—3, ..., les pertes d'information s'ajoutant et la première étant $p(N, 1) - \mathcal{E}P(N-1, 1)$, d'où $p(N, n) = \mathcal{E}f[\theta(N) - \theta(n)]$ avec $\theta(1) = 0$; en particulier pour $f = (x_i - x_j)^2$, on choisit $\theta(n) = (n-1)/2n$, d'où : $p(2, 1) = (a-b)^2/4$; mais rien ne s'oppose à l'emploi d'autres fonctions θ.

Le raisonnement s'étend à un ordre $r > 1$, en remplaçant $p(N, 1)$ et $\theta(1)$ par $p(N, r)$ et $\theta(r)$; ce serait le cas par exemple avec $f = (a-b)^2 (c-d)^2$.

Distance entre l'urne et les échantillons. — Interprétant la perte d'information comme une distance entre l'urne et l'échantillon, la condition de récurrence est une condition d'alignement (sur l'axe d'information); la variance $\mathcal{V}Z$ est la distance entre le paramètre ζ et l'estimateur Z; ou entre paramètres et estimateurs.

L'estimation (biaisée) de la médiane des x_i par celle de l'échantillon (en supposant N et n impairs) fait intervenir une distance fonction de l'estimateur et fonctionnelle de la distribution, plus générale qu'une distance fonction de ses deux extrémités. Ceci permet d'interpréter le cas où $f = |x_i - x_j|$. La relation

$$\mathcal{E}|x_i - x_j| \equiv [(N-1)(x_N - x_1) + (N-3)(x_{N-1} - x_2) + (N-5)(x_{N-2} - x_3) + \ldots] \left[\frac{N(N-1)}{2}\right]$$

explique qu'on pondère par $|i - [(\nu+1)/2]|$ l'écart entre la médiane et x_i (avec $x_1 \leq x_2 \leq \ldots \leq x_\nu$).

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2168.
(2) D. Basu, *Sankhya*, 12, décembre 1945, p. 45.

STATISTIQUE MATHÉMATIQUE. — *Application du test de Schuster généralisé à l'analyse harmonique des azimuts du pendule paraconique.* Note (*) de M. **Maurice Allais**, présentée par M. Joseph Kampé de Fériet.

L'application d'une généralisation du test de Schuster proposée dans une Note précédente (1) aux résultats donnés par l'analyse harmonique des azimuts du pendule paraconique montre que, l'explication par des causes purement fortuites de l'existence dans les données expérimentales d'une onde d'une période voisine de 25 h et d'une amplitude égale à celle constatée, a une très faible probabilité.

1. La présente Note donne les résultats de l'application de ma généralisation du test de Schuster à l'onde de 25 h obtenue par l'analyse harmonique

de la série des $N = 2161$ nombres correspondant aux azimuts observés de 20 en 20 mn du pendule paraconique en juin-juillet 1955.

2. Je rappelle tout d'abord qu'on se propose d'éprouver l'hypothèse suivant laquelle : *a.* la série considérée ne comporte aucune structure périodique; *b.* l'influence de toute perturbation aléatoire s'évanouit progressivement sans oscillation avec le temps.

3. S'il en est ainsi, pour une période quelconque $2\pi/\omega$, on a

$$P_\omega = \text{Prob}\{\mu_\omega \geqq \mu\} = e^{-\mu}, \tag{1}$$

avec

$$\mu_\omega = \frac{I_\omega}{E[I_\omega]} = \frac{NI_\omega}{4\sigma^2 k_\omega}, \tag{2}$$

$$I_\omega = A_\omega^2 + B_\omega^2 = R_\omega^2, \qquad A_\omega = \frac{2}{N}\sum_{s=0}^{N-1} x_{s+1}\cos s\omega, \qquad B_\omega = \frac{2}{N}\sum_{s=0}^{N-1} x_{s+1}\sin s\omega; \tag{3}$$

$$k_\omega^* = 1 + 2\sum_{\nu=1}^{\nu=h}\left(1 - \frac{\nu}{N}\right) r_\nu \cos\nu\omega, \tag{4}$$

h étant la valeur de ν à partir de laquelle r_ν n'est plus significativement différent de zéro et k_ω^* un estimateur consistant de k_ω.

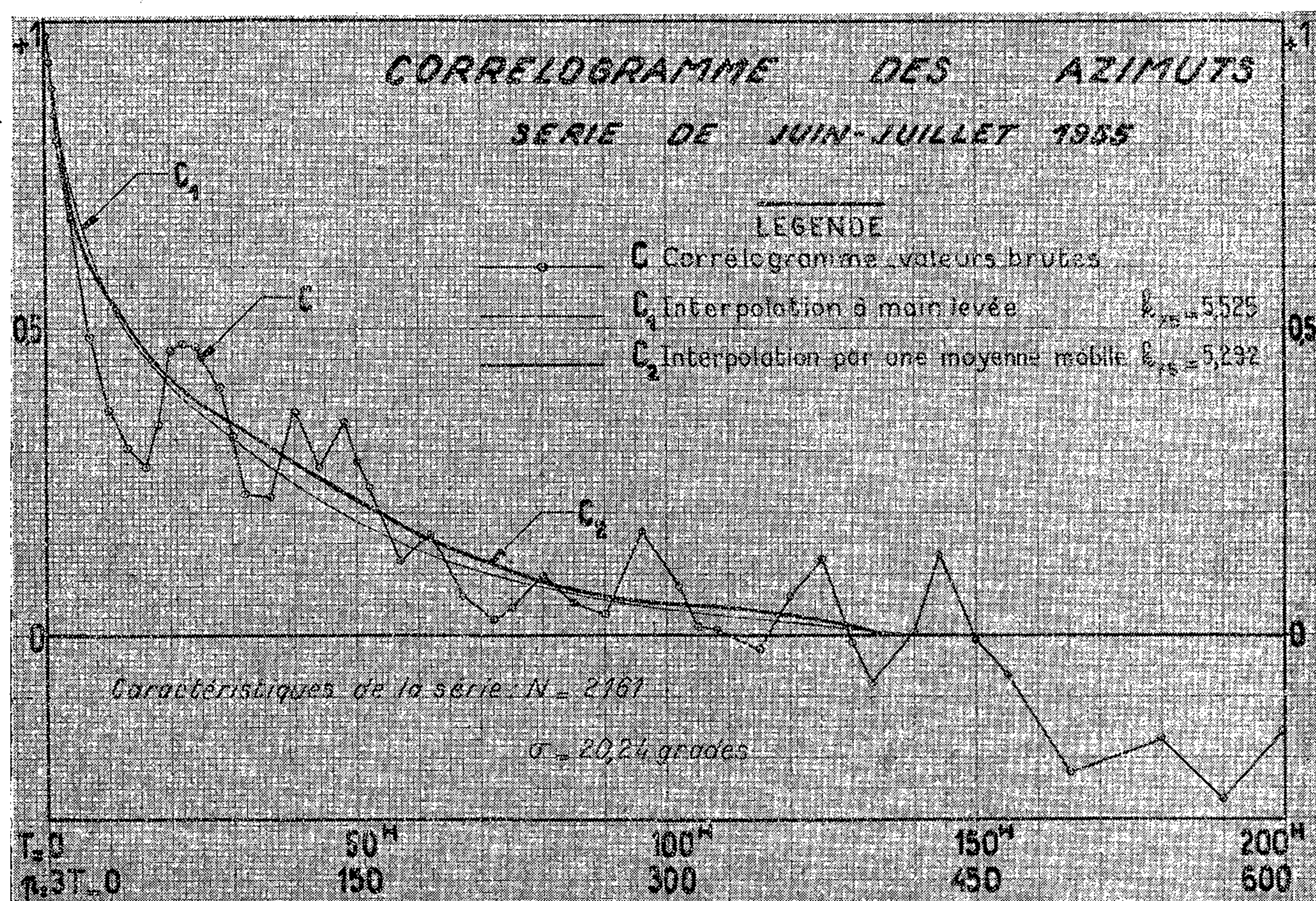
4. Si pour une période donnée T heures $= 3p$ avec $\omega = 2\pi/p$ la valeur de P est inférieure à q %, la période T peut être considérée comme significative au seuil de q % ; on peut dire que P est la probabilité d'arrivée par hasard d'une onde de période T d'amplitude supérieure ou égale à R_ω, à partir d'une série ne comportant aucune structure périodique.

Si, dès lors, P est suffisamment, faible la période T *peut être considérée comme correspondant à une périodicité réelle.*

5. Il est essentiel de souligner que *pour toute série satisfaisant aux hypothèses faites, tous les coefficients d'autocorrélation ρ_ν sont positifs et décroissent en tendant vers zéro lorsque ν augmente indéfiniment. Dès lors, si la suite des valeurs observées r_ν des coefficients ρ_ν présente des oscillations ou si certains r_ν ont des valeurs négatives, cette circonstance (qui se présente effectivement si l'hypothèse de non-périodicité est incorrecte) doit être attribuée dans le cadre des hypothèses faites à la dispersion des r_ν autour de leur moyenne ρ_ν.*

6. Le corrélogramme C de la suite des nombres considérés, représenté dans la figure, présente une oscillation caractérisée dans sa partie significative, d'une période de l'ordre de 24-25 h. Cependant, dans l'hypothèse d'absence de périodicité, cette oscillation doit être attribuée à une fluctuation aléatoire *qu'il y a lieu d'éliminer en interpolant les valeurs obtenues par une courbe moyenne décroissant régulièrement et ne présentant aucune fluctuation.* A cet effet j'ai calculé une moyenne mobile du corrélogramme sur 51 h, c'est-à-dire sur $q = 153$ valeurs. Pour les valeurs absolues de ν inférieures à 76, j'ai pris comme moyenne pour l'abscisse d'indice ν la moyenne mobile sur $(2\nu + 1)$

valeurs, la valeur $r_0 = 1$ n'étant pas prise en considération. La courbe obtenue présente encore une légère fluctuation résiduelle. Pour l'éliminer, j'ai calculé à nouveau et par la même méthode une moyenne mobile, sur 25 h, de cette courbe. La courbe C_2 ainsi obtenue interpole convenablement le corrélogramme brut C_2, elle lui est tangente au départ, et elle décroît régulièrement sans fluctuation sensible. Le coefficient de corrélation s'annule pour $h = 408$.



7. Le corrélogramme C_2 étant ainsi déterminé la valeur de k_ω pour une valeur donnée de ω peut alors être calculée par la relation (4) et pour $T = 25$ h ($p = 75$), $\sigma = 20,24$ (écart-type de la série considérée) et $R_{75} = 7,01$ [valeur calculée par les relations (3)] on trouve

$$k_{75} = 5,292, \qquad P_{75} = 0,481 . 10^{-5}.$$

La valeur 7,01 de R doit donc être considérée comme *très significative*.

8. Il est intéressant de noter que, avant de calculer le corrélogramme C_2, j'avais considéré la courbe C_1, simple interpolation à main levée du corrélogramme C, d'ailleurs relativement peu différente de C_2 ; on trouvait alors $k_{75} = 5,525$, $P_{75} = 0,81 . 10^{-5}$.

9. Une discussion approfondie, que je compte publier dans un autre périodique, montre que ces conclusions restent inchangées lorsque l'on tient compte des diverses causes d'erreurs signalées dans le paragraphe 6 de ma Note précédente [1].

10. Je dois signaler enfin que la représentation classique à l'aide d'un processus autorégressif linéaire, qui se prête à un calcul de k_ω relativement rapide, mais qui ne tient compte que des tout premiers coefficients de corrélation, ne vaut que dans les cas *tout à fait exceptionnels*, où il donne une bonne représentation du corrélogramme dans toute sa partie significative. *Dans le cas général, dont la présente application est une illustration, seul le calcul complet à partir de la relation* (4) (tenant compte ici de 408 coefficients de corrélation) *peut donner un résultat correct.*

(*) Séance du 4 décembre 1957.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2469.

Signalons ici deux erreurs typographiques : 1° les équations du paragraphe 1 doivent être lues comme les équations (3) de la présente communication; 2° § 6, 3e ligne, *il faut lire* $E^*[I_\omega]$ *au lieu de* I_ω.

Observations au sujet de la Note de M. MAURICE ALLAIS,

par M. **JOSEPH KAMPÉ DE FÉRIET.**

L'appréciation du degré de confiance à accorder aux périodes mises en évidence, par une méthode quelconque d'analyse harmonique, sur un échantillon d'un processus stationnaire discret, est un problème particulièrement délicat. Dans sa Note du 13 mai 1957, M. Maurice Allais a proposé un test qui généralise le test de Schuster au cas d'un processus discret autocorrélé; comme illustration de ce test, la présente Note utilise le matériel numérique considérable accumulé par M. Maurice Allais à l'occasion de son étude du pendule paraconique; dans ce cas concret, elle met en évidence que la probabilité de l'attribution à un hasard de la présence d'une onde d'une période voisine de 25 h et d'une amplitude supérieure ou égale à celle fournie par l'application du filtre de Buys-Ballot, est très faible. En présentant cette Note je ne préjuge en rien des causes physiques qui pourraient expliquer cette périodicité.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur la détermination approchée des corrections de longueur de certains systèmes acoustiques.* Note (*) de MM. **JOSEPH-MAURICE BOUROT** et **RAYMOND BRUN**, présentée par M. Henri Villat.

Dans un système acoustique présentant une discontinuité de forme, les résonances sont déterminées par l'équation

$$(1) \qquad Z_1 = Z_D + Z_2,$$

où Z_1 et Z_2 sont les impédances aux bornes d'un domaine (D) entourant la

discontinuité d'impédance Z_D, la vibration à l'intérieur du domaine étant supposée dériver d'un potentiel harmonique.

On peut alors poser

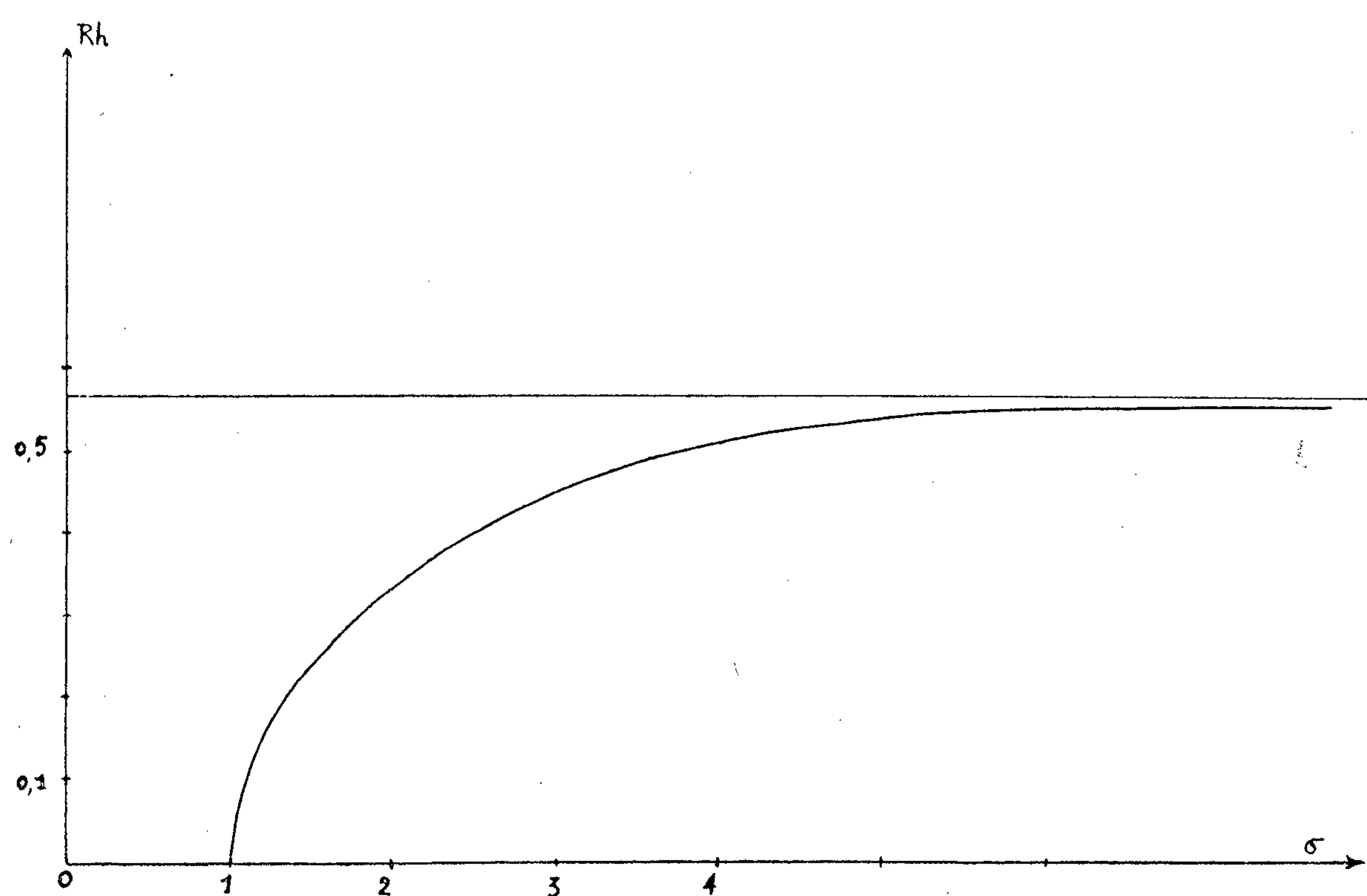
$$Z_D = j\rho\omega R,$$

ρ étant la masse spécifique du fluide, ω la pulsation de la vitesse et R la « résistance acoustique » du domaine (D).

Il est possible de trouver une expression pour R, dans le cas d'enceintes bidimensionnelles et de section longitudinale polygonale, dont deux côtés sont des équipotentielles à l'infini. En effet, transformant le plan (Z) de l'enceinte et le plan (F) des équipotentielles et des lignes de courant dans un demi-plan positif (W), on peut écrire

$$(2) \qquad z = G(W), \qquad F = \frac{D}{\pi} \operatorname{Log} W, \qquad \text{avec} \quad W = r e^{j\theta},$$

D étant le débit à travers une section transversale quelconque de l'enceinte.



D'où, h étant la hauteur entre les plans limites :

$$R = \frac{1}{\pi h} \operatorname{Log} \frac{r_2}{r_1}.$$

Les équipotentielles limites du domaine (D), r_1 et r_2, sont définies, sur la ligne de courant moyenne, l'une comme la frontière géométrique du domaine, l'autre par la condition de vitesse

$$\frac{V}{V_\infty} = 0,5.$$

Dans le cas d'un tuyau ouvert sans écran de largeur d, on trouve ainsi :

$$l = 0,40\,d.$$

Dans le cas d'une discontinuité de section dans un tuyau (tuyau à cheminée) la formule de transformation (2) devient

$$z = \frac{2k}{\pi}\left[\arg\text{th}\sqrt{\frac{w-1}{w-\sigma^2}} - \frac{1}{\sigma}\arg\text{th}\,\sigma\sqrt{\frac{w-1}{w-\sigma^2}}\right],$$

formule dans laquelle σ, conventionnellement supérieur à l'unité, désigne le rapport des sections et $2k$ la plus grande largeur.

La figure montre la variation de Rh en fonction de σ.

Le tuyau ouvert avec écran, considéré comme cas limite du précédent, donne une correction positive de longueur égale à $0,57\,d$.

De même, la transformation

$$z = 2b\sqrt{w+1} + 2\arg\text{th}\sqrt{w+1}$$

correspond à une ouverture latérale dans un conduit acoustique, le paramètre b dépendant des dimensions relatives du conduit et de la fente.

Aux faibles valeurs de b, seules à considérer ici, il vient

$$R = \frac{1}{\pi h}\text{Log}\frac{1}{b^2}.$$

Pour chacun des exemples cités, nous avons déterminé le facteur de correction R, par la méthode chronophotographique. L'excitation de l'air des enceintes est réalisée par un haut-parleur recevant une modulation sinusoïdale, les longueurs d'onde utilisées étant toujours grandes devant les dimensions du domaine (D). La mesure de l'internœud contenant (D) (tuyau à cheminée) ou la détermination directe des fréquences de résonance [résonateur à fente [1]] permettent en effet le calcul de R par la formule (1). La concordance avec les résultats théoriques est excellente.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 2004.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur le calcul des ondes courtes parallèles au bord dans un liquide pesant sur un fond incliné.* Note de M. **Maurice Roseau**, présentée par M. Henri Villat.

Les mouvements ondulatoires d'un liquide pesant sur une plage inclinée de l'angle α sous l'horizon peuvent être représentés en théorie linéaire à partir d'un potentiel $\Phi = \exp\{i(\sigma t + hz)\}\varphi(x, y)$ (Ox horizontal suivant le plan

d'eau, Oy vertical, Oz suivant le bord de la plage, Ot suivant le fond; $0 < \alpha < \pi/2$).

Faisant un changement d'échelle convenable sur les trois axes, il est connu que la fonction $\varphi(x, y)$ doit vérifier $\Delta\varphi - k^2\varphi = 0$ dans le secteur xOt avec $k = hg/\sigma^2$, $\partial\varphi/\partial y = \varphi$ sur Ox et $\partial\varphi/\partial n = 0$ sur Ot. De plus $\varphi(x, y)$ doit être bornée à l'infini, mais présentera en général une singularité à l'origine.

Nous avons construit antérieurement ([1]), pour toute valeur de $k < 1$, deux solutions de ce problème, l'une régulière au bord, l'autre y ayant une singularité logarithmique, toutes deux représentant dans la direction Ox des ondes sinusoïdales pour la surface libre à l'infini.

Se proposant ici d'étudier le cas $k > 1$, on cherche à représenter $\varphi(x, y)$ par

$$\varphi(x, y) = \mathrm{Re}\,\lambda \int_C \exp\left\{\frac{k}{2}\left[x\left(\zeta + \frac{1}{\zeta}\right) + iy\left(\zeta - \frac{1}{\zeta}\right)\right]\right\} \frac{g(\zeta)\,d\zeta}{\frac{k}{2}\left(\zeta - \frac{1}{\zeta}\right) + i},$$

où $g(\zeta)$ est une fonction analytique de la variable ζ, généralement multiforme, définie dans le plan complexe ζ muni d'une coupure suivant la partie négative $O\xi'$ de l'axe réel.

Le contour d'intégration est composé de deux morceaux C' et C'' dont on trouvera la définition dans la Note déjà citée, et C désigne soit $C_1 = C' + C''$, soit $C_2 = C' - C''$.

L'examen des conditions aux limites montre qu'on obtiendra deux solutions du problème φ_1 et φ_2 associées respectivement aux contours C_1 et C_2, pourvu que $g(\zeta)$ satisfasse aux équations fonctionnelles

$$\frac{g(\zeta e^{2i\alpha})}{g(\zeta)} = \frac{\zeta + a e^{-2i\alpha}}{\zeta - a}\,\frac{\zeta + b e^{-2i\alpha}}{\zeta - b}, \qquad g(\bar{\zeta}) = \overline{g(\zeta)},$$

où $a = ie^{-i\theta}$, $b = ie^{i\theta}$, θ défini par $k = 1/\cos\theta$, $0 < \theta < \pi/2$, et pourvu qu'on prenne $\lambda = 1$ sur C_1 et $\lambda = i$ sur C_2, les branches C' et C'' ayant été dessinées de manière à enserrer tous les pôles de l'intégrant.

Pour que les solutions soient bornées à l'infini il apparaît nécessaire d'imposer que $g(\zeta)$ n'ait pas de pôle dans $\mathrm{Re}\,\zeta > 0$ et que $g(a) = 0$. On est ainsi conduit à introduire une nouvelle inconnue $G(\delta)$ définie comme suit :

1° Si $\pi - 2\theta \neq 2n\alpha$, n entier; k entier défini par $(\pi-\theta)/2\alpha - 1 < k \leq (\pi-\theta)/2\alpha$, on pose

$$g(\zeta) = \frac{1}{\zeta^{2k+2}} \prod_{p=0}^{k} (\zeta - ae^{-2pi\alpha}) \prod_{p=0}^{k} (\zeta + be^{2pi\alpha})\, G(\zeta);$$

2° si $\pi - 2\theta = 2n\alpha$, n entier, on pose

$$g(\zeta) = \frac{1}{\zeta^{n+1}} \prod_{p=0}^{n} (\zeta - ae^{-2pi\alpha})\, G(\zeta).$$

La fonction analytique $G(\zeta)$, sans zéro et sans pôle dans $\mathrm{Re}\,\zeta > 0$, doit satisfaire à

$$\frac{G(\zeta e^{2i\alpha})}{G(\zeta)} = \frac{\zeta + be^{2ki\alpha}}{\zeta - ae^{-2(k+1)i\alpha}} \frac{\zeta + ae^{-2i\alpha}}{\zeta - b}, \qquad G(\bar{\zeta}) = \overline{G(\zeta)}$$

dans le premier cas ; on a

$$\frac{G(\zeta e^{2i\alpha})}{G(\zeta)} = \frac{\zeta + ae^{-2i\alpha}}{\zeta - b}, \qquad G(\bar{\zeta}) = \overline{G(\zeta)}$$

dans le second cas.

Le calcul de la fonction $G(\zeta)$ vérifiant ces conditions dans $\mathrm{Re}\,\zeta > 0$ fera l'objet d'une prochaine publication. Il est aisé de voir que les premiers pôles de $g(\zeta)$ rencontrés au cours du processus de prolongement au travers de $O\eta$ d'une part et de $O\eta'$ d'autre part (axe imaginaire $\eta' O \eta$) sont $be^{2i\alpha}$ et $-ae^{-2i\alpha}$, auxquels il convient d'ajouter $-a$ pour obtenir ceux de l'intégrant.

(1) *Voir* M. Roseau, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 479.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Écoulements supersoniques bidimensionnels derrière une onde de choc attachée.* Note de M. **Jean-Pierre Guiraud**, transmise par M. Maurice Roy.

1. On étudie ici l'écoulement supersonique sur un profil $y = f(x)$ placé dans un courant uniforme de vitesse V_∞, pression p_∞, masse spécifique ρ_∞. L'écoulement perturbé par la présence du profil est limité par une onde de choc $y = g(x)$ et l'on suppose l'écoulement continu entre ces frontières. L'état du gaz est défini par la donnée de deux variables indépendantes, par exemple enthalpie h et entropie S ; alors, $p = P(h, S)$, $\rho = R(h,)S$, $T = \Theta(h, S)$. On utilise les équations du mouvement mises sous la forme suivante par application du théorème de Crocco :

$$V^2 + 2h = V_l^2, \qquad \vec{V}\,\overrightarrow{\mathrm{grad}}\,S = 0, \qquad T\,\overrightarrow{\mathrm{grad}}\,S + \vec{V} \wedge \vec{w} = 0, \qquad \mathrm{div}\left(\rho \vec{V}\right) = 0, \qquad \vec{\omega} = \overrightarrow{\mathrm{rot}}\,V.$$

Et l'on a $dh = \rho^{-1}\,dp + T\,dS$. On introduit la fonction de courant de Stokes ψ définie par $d\psi = \rho u\,dy - \rho v\,dx$.

2. Un changement de variables est introduit par les formules

$$x = \xi + X(\eta), \qquad y = D\eta + Y(\xi, \eta), \tag{1}$$

où D est une constante pour l'instant arbitraire. On impose aux fonctions $X(\eta)$ et $Y(\xi, \eta)$ d'être telles que l'onde de choc et l'obstacle soient respectivement représentés sur les droites $\xi = 0$ et $\eta = 0$ dans le plan (ξ, η). Enfin la variable η est assujettie à rester constante sur les lignes de courant, avec en outre

$$\psi\,[\xi + X(\eta),\ D\eta + Y(\xi, \eta)] \equiv C\eta \qquad (C = \mathrm{Cte}).$$

Les conditions ainsi imposées ne sont pas contradictoires car, sur l'obstacle, on a $\psi = 0$.

3. Le problème posé est le suivant : est-il possible d'obtenir, à l'aide des deux seules fonctions $X(\eta)$ et $Y(\xi, \eta)$, une représentation complète de l'écoulement. En premier lieu, les lois de l'onde de choc doivent être satisfaites. En particulier, la fonction ψ doit rester continue à la traversée de l'onde de choc; écrivant que $\delta\psi$, évalué sur la face aval du choc, est égal à $\rho_\infty V_\infty \, \delta y$, il est obtenu

$$(2) \qquad C = D\rho_\infty V_\infty, \qquad Y(0, \eta) = 0.$$

Dans ces conditions, la pente de l'onde de choc est : $m = \operatorname{tg}\beta = D/X_\eta$; les lois de l'onde de choc permettent alors d'exprimer p, ρ, h, T, S, V, $u = V\cos\theta$, $v = V\sin\theta$ à l'aide de m et par suite de X. En particulier $S = \Phi(m)$ et, comme S est constant le long d'une ligne de courant $\eta = \text{Cte}$, il résulte que l'on a dans tout l'écoulement

$$(3) \qquad S = \Phi\left(\frac{D}{X_\eta}\right).$$

L'équation $\operatorname{div}(\rho\vec{V}) = 0$, s'exprime dans le schéma actuel en écrivant que $d\psi = \rho V \, dn$, où dn désigne la distance entre deux lignes de courant voisines. Le jacobien de la transformation (1) étant $J = D + Y_\eta - Y_\xi X_\eta$, l'on est ainsi conduit à la relation

$$(4) \qquad R(h, S)\sqrt{V_l^2 - 2h} = C\sqrt{1 + Y_\xi^2}\,(D + Y_\eta - Y_\xi X_\eta)^{-1}.$$

Comme $\partial/\partial h[R(h, S)V] = R(h, S)\,V(M^2 - 1)$, où M désigne le nombre de Mach local, on voit que, si $M > 1$, hypothèse dans laquelle nous nous plaçons ici, la connaissance de S et RV entraîne celle de S et h. L'inclinaison φ des lignes de courant étant donnée par $\operatorname{tg}\varphi = Y_\xi$, une description complète de l'écoulement est ainsi obtenue à l'aide des seules fonctions $X(\eta)$ et $Y(\xi, \eta)$.

4. Pour que la représentation précédente soit convenable, il faut que les équations du mouvement et les conditions aux limites soient satisfaites. On va voir que cela conduit à un problème aux limites pour les fonctions $X(\eta)$ et $Y(\xi, \eta)$. La seule équation du mouvement qui ne soit pas automatiquement vérifiée par la représentation précédente, est celle qui exprime le théorème de Crocco : $T\,\overrightarrow{\operatorname{grad}}\,S + \vec{V}\wedge\vec{\omega} = 0$. Soit $\vec{n}$ le vecteur normal à la ligne de courant, il suffit d'écrire $\vec{n}.(T\,\overrightarrow{\operatorname{grad}}\,S + \vec{V}\wedge\vec{\omega}) = 0$. La courbure de la ligne de courant $\chi = -Y_{\xi\xi}(1 + Y_\xi^2)^{-3/2}$ s'introduit dans ce calcul et il vient l'équation $(T\,dS/dn) + (dh/dn) + (V_l^2 - 2h)(1 + Y_\xi^2)^{-3/2}Y_{\xi\xi} = 0$. L'opérateur d/dn s'exprime comme suit : $d/dn = [J(1 + Y_\xi^2)^{1/2}]^{-1}\{-[X_\eta + Y_\xi(D + Y_\eta)]\partial/\partial\xi + (1 + Y_\xi^2)\,\partial/\partial\eta\}$. Faisant agir l'opérateur précédent sur les deux membres de la relation (4), il vient une relation entre dS/dn et dh/dn; comme, d'autre part, dS/dn est obtenu par $dS/dn = -D\sqrt{1 + Y_\xi^2}\,J^{-1}X_\eta^{-2}H(D/X_\eta)X_{\eta\eta}$, il résulte que dS/dn et dh/dn

sont exprimables à l'aide des fonctions $X(\eta)$ et $Y(\xi, \eta)$. Portant dans l'équation exprimant le théorème de Crocco, l'équation ($5a$) ci-dessous est obtenue après quelques calculs. Il reste la question des conditions aux limites. Sur le profil, $\eta = 0$, $y = f(x)$, cela est assuré si $X(0)$ et $Y(\xi, 0) = f(\xi)$. Sur l'onde de choc, deux conditions ont déjà été écrites en (2), (3); la troisième condition est relative à la pente des lignes de courant. Cette dernière est liée à la pente de l'onde de choc par une relation de la forme : $\operatorname{tg}\theta = \omega(\operatorname{tg}\beta)$. Comme $\operatorname{tg}\theta = Y_\xi(0, \eta)$, la troisième condition sur l'onde de choc s'écrit $Y_\xi(0, \eta) = \omega(D/X_\eta)$.

5. Le résultat obtenu peut s'exprimer dans les termes suivants : s'il est possible de trouver deux fonctions $X(\eta)$ et $Y(\xi, \eta)$ vérifiant l'équation aux dérivées partielles et les conditions aux limites,

$$(5)\quad \begin{cases} (a) & \mathcal{A}(Y_\xi, Y_\eta, X_\eta) Y_{\xi\xi} - 2\mathcal{B}(Y_\xi, Y_\eta, X_\eta) Y_{\xi\eta} + \mathcal{C}(Y_\xi, Y_\eta, X_\eta) Y_{\eta\eta} - \mathcal{D}(Y_\xi, Y_\eta, X_\eta) X_{\eta\eta} = 0, \\ (b) & Y(0, \eta) = 0, \qquad Y_\xi(0, \eta) - \omega(D/X_\eta) = 0, \\ (c) & Y(\xi, 0) = f(\xi), \qquad X(0) = 0, \end{cases}$$

alors, les formules (1), (3), (4), définissent, au moins dans un certain domaine, un écoulement sur le profil $y = f(x)$. L'expression analytique des fonctions $\mathcal{A}$, $\mathcal{B}$, $\mathcal{C}$, $\mathcal{D}$ est la suivante :

$$(6)\quad \begin{cases} \mathcal{A} = [X_\eta + Y_\xi(D + Y_\eta)]^2 - (D + Y_\eta - Y_\xi X_\eta)^3 [C(1 + Y_\xi^2)]^{-1} R(h, S) \sqrt{V_l^2 - 2h}\,(M^2 - 1) \\ \mathcal{B} = (1 + Y_\xi^2)[X_\eta + Y_\xi(D + Y_\eta)], \quad \mathcal{C} = (1 + Y_\xi^2)^2, \quad \mathcal{D} = Y_\xi(1 + Y_l^2)^2 \mathcal{G}, \\ \mathcal{G} = 1 + \dfrac{D(D + Y_\eta - Y_\xi X_r)^2 R(h, S)}{C Y_\xi X_\eta^2 \sqrt{1 + Y_\xi^2} \sqrt{V_l^2 - 2h}} \Theta(h, S)\, H\left(\dfrac{D}{X_\eta}\right) \left\{ 1 + \dfrac{\frac{\partial R}{\partial S}}{\Theta R} \dfrac{V_l^2 - 2h}{M^2 - 1} \right\}. \end{cases}$$

6. L'équation ($5a$) apparaît comme une équation quasi linéaire en $Y(\xi, \eta)$, dont les coefficients dépendent de la fonction inconnue $X(\eta)$; les conditions ($5b$) définissent alors un problème de Cauchy pour Y. Si ce problème de Cauchy admet une solution prolongeable jusqu'en $\eta = 0$, alors, ($5c$) apparaît comme une équation fonctionnelle pour déterminer la fonction $X(\eta)$. La réalisation de ce programme est extrêmement difficile. Par contre, le problème aux limites posé peut être linéarisé autour d'une solution triviale, et il est alors possible de résoudre complètement le problème ainsi linéarisé.

AÉRODYNAMIQUE. — *Calcul de l'effet d'incidence d'une surface portante annulaire par la méthode des analogies rhéoélectriques.* Note (*) de M. **Gérard Hacques**, présentée par M. Joseph Pérès.

Dans le cas d'un écoulement axial, nous avons envisagé séparément la conicité de l'aile annulaire ([1]), la courbure et l'épaisseur de son profil générateur ([2]). S'il y a sustentation, c'est-à-dire si la vitesse V_0 du courant général n'est plus parallèle à l'axe de l'aile, l'écoulement devient tridimensionnel et

les caractéristiques aérodynamiques varient dans chaque section méridienne de l'aile.

Pour l'effet d'incidence, considérons donc une mince surface portante annulaire, de rayon a, dont l'axe de révolution Ox fait l'angle i avec la direction V_0 et dont la section par un plan méridien xOn (n, normale à l'aile) fournit un profil rectiligne de corde c. L'angle $\theta = (Oz, On)$ fixe la position de ce profil par rapport au demi-plan vertical xOz. Le paramètre λ caractérise l'aile annulaire. Le fluide, parfait et incompressible, est irrotationnel en dehors des nappes tourbillonnaires qui sont introduites pour représenter l'effet des surfaces de discontinuité des vitesses; celles-ci sont constituées par la surface A de l'aile (tourbillons liés) et la surface S du sillage qui s'étend jusqu'à l'infini aval dans la direction V_0, sans déformation, c'est-à-dire avec le rayon a (tourbillons libres s'échappant de l'aile au bord de fuite où ils se raccordent aux précédents). En dehors de la coupure spatiale $A + S$, dont l'extérieur et l'intérieur sont distingués par les indices + et —, l'écoulement possède un potentiel des vitesses $\Phi_{(x,y,z)}$ harmonique. Il est commode d'utiliser Φ sous la forme

$$\Phi = \varphi_A + \varphi_T,$$

où φ_A est le potentiel de l'écoulement uniforme axial de vitesse $V_0 \cos i \approx V_0$ et φ_T potentiel de l'écoulement transversal tel que $(\partial\varphi_T/\partial z)_\infty \approx V_0 i$. Pour φ_T les conditions aux limites s'écrivent ainsi :

a. glissement du fluide sur l'aile : $d\varphi_T^\pm/dn = 0$;

b. équilibre du sillage, c'est-à-dire égalité des pressions p^+ et p^- en chaque point, traduit par la loi de Bernoulli qui donne ici $\varphi_T^+ - \varphi_T^- = \Gamma$ où Γ est une fonction de l'angle polaire θ seulement. La courbure du sillage infiniment mince impose la continuité de la dérivée $d\varphi_T/dn$ au travers de la coupure S;

c. condition de Kutta-Joukowski au bord de fuite (B. F.) de l'aile; cette condition fixe la valeur de la circulation Γ autour du profil considéré et donne $\partial/\partial x(\varphi_T^+ - \varphi_T^-)_{\text{B.F.}} = 0$;

d. à une distance $z = H$, suffisamment grande devant le rayon a, la perturbation provoquée par l'aile s'annule. L'écoulement transversal devient uniforme et son potentiel $\varphi_T = V_0 iz$ est égal à $V_0 iH$.

e. compte tenu des symétries paire ($\partial\varphi_T/\partial y = 0$ pour $y = 0$) et impaire ($\varphi_T = 0$ pour $z = 0$), l'étude du champ aérodynamique peut se limiter au quart de l'espace $Oxyz$.

La réalisation analogique fait coïncider le champ aérodynamique avec le volume d'eau contenu dans un bassin profond où les conditions aux limites sont ainsi vérifiées électriquement (*fig.* 1) : la condition *a* est satisfaite en représentant l'aile par une mince lame cylindrique isolante qui forme la coupure A. Le sillage S la prolonge puisque les conditions aux limites correspondantes sont affichées sur le cylindre qui a même axe et même rayon que l'aile.

Les côtés S^+ et S^- portent des électrodes en vis-à-vis entre lesquelles nous établissons une différence de potentiel électrique $U^+ - U^-$ au moyen de secondaires de transformateurs T. Les conditions *b* et *c* se trouvent automatiquement remplies si tous les primaires des transformateurs alimentant les électrodes alignées le long d'une génératrice sont branchés en parallèle sur un potentio-

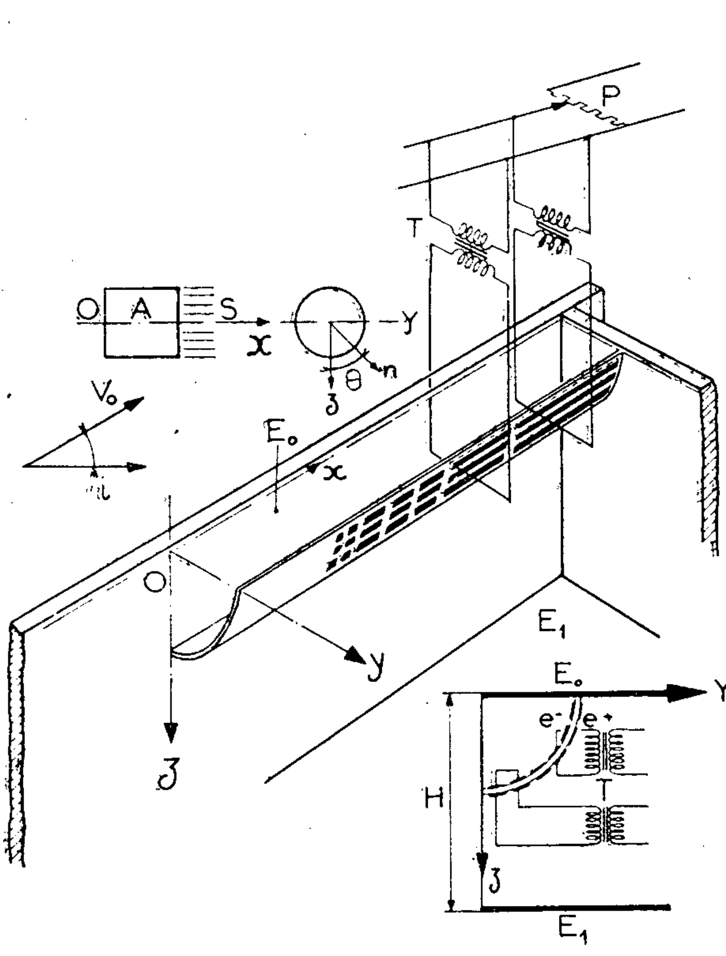


Fig. 1.

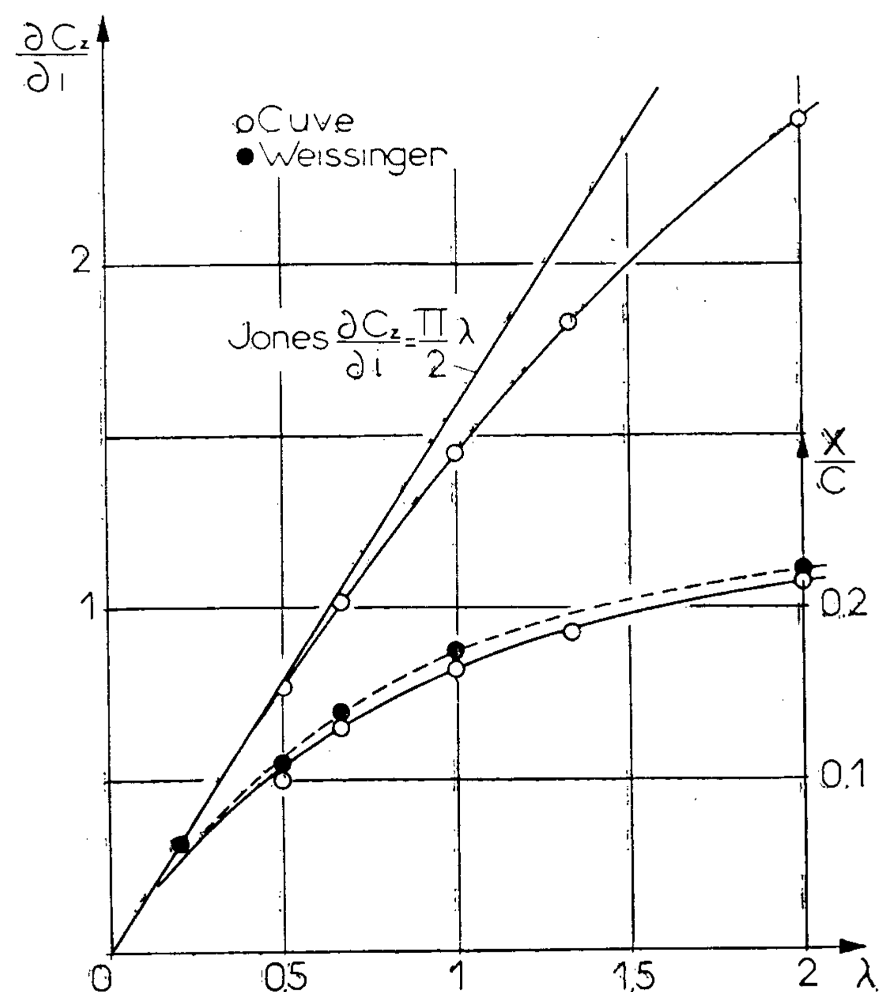


Fig. 2.

mètre P. La différence $U^+ - U^-$ est alors facilement réglée à la valeur $(U^+ - U^-)_{B.F.}$ donnée par deux petites sondes émergeant de part et d'autre du bord de fuite de l'aile. Enfin, une grande électrode E_0 portée au potentiel $U_0 = 0$ coïncide avec le plan xOy; pour figurer l'écoulement transversal, une autre électrode E_1 parallèle à E_0 à la distance H est portée au potentiel arbitraire $U_1 = 100$. La valeur du potentiel électrique mesuré sur les sondes du bord de fuite et le long des génératrices de A donne les principales caractéristiques aérodynamiques de l'aile (circulations, pressions).

La figure 2 montre d'abord la variation du gradient de portance $\partial C_z/\partial i$ avec le paramètre λ (la portance est rapportée à une surface de référence $4ac$). La variation donnée par le calcul analogique est en très bon accord avec celle qu'obtient J. Weissinger ([3]) par le calcul. Lorsque λ tend vers zéro φ_T se confond avec le potentiel de l'écoulement autour d'un cylindre indéfini de rayon a et la théorie de R. T. Jones donne $\partial C_z/\partial i = \pi\lambda/2$. Pour $\lambda = 0{,}5$, $0{,}66$, 1, $1{,}33$ et 2 les circulations réduites $\gamma = \Gamma/V_0\,ia$ obtenues au bassin électrique sont tracées sur la figure 3. L'abscisse réduite des centres de poussée, comptée à partir du bord d'attaque, est obtenue par intégration graphique et son évolution avec λ

se trouve sur la figure 2 où les résultats de J. Weissinger sont également portés. Sur l'aile nous obtenons enfin les lignes de tourbillons, les survitesses, les coefficients de pression et les isobares dont un exemple est donné figure 4 pour l'incidence $i = 1°$. [Les valeurs positives du coefficient de pression C_p se situent à l'extérieur de la demi-aile $-(\pi/2) < \theta < (\pi/2)$].

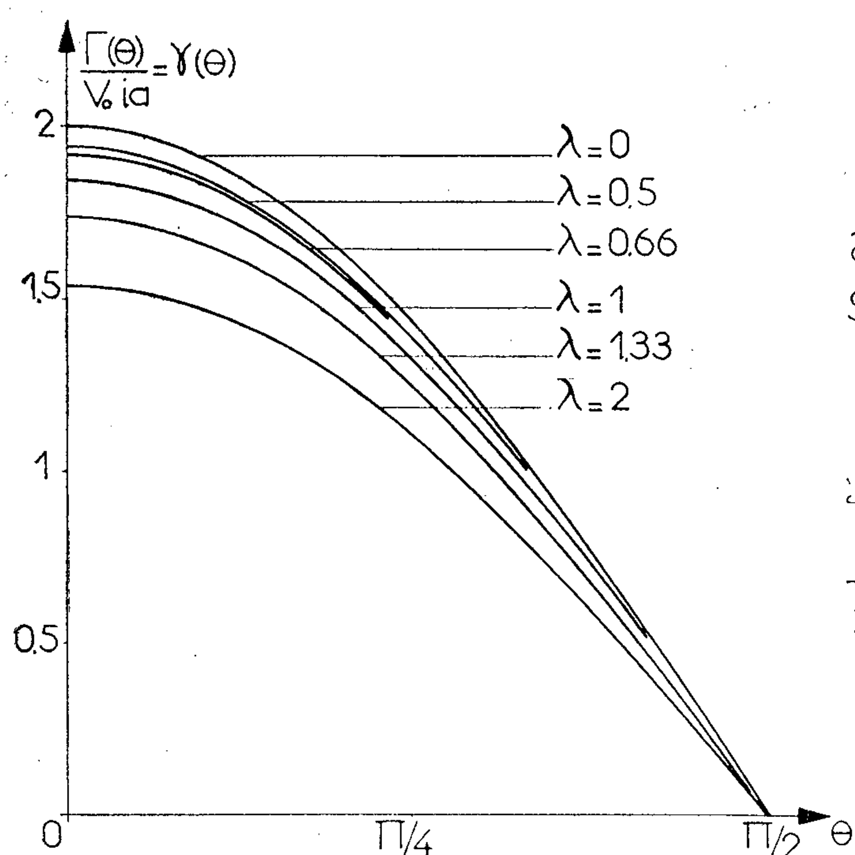


Fig. 3.

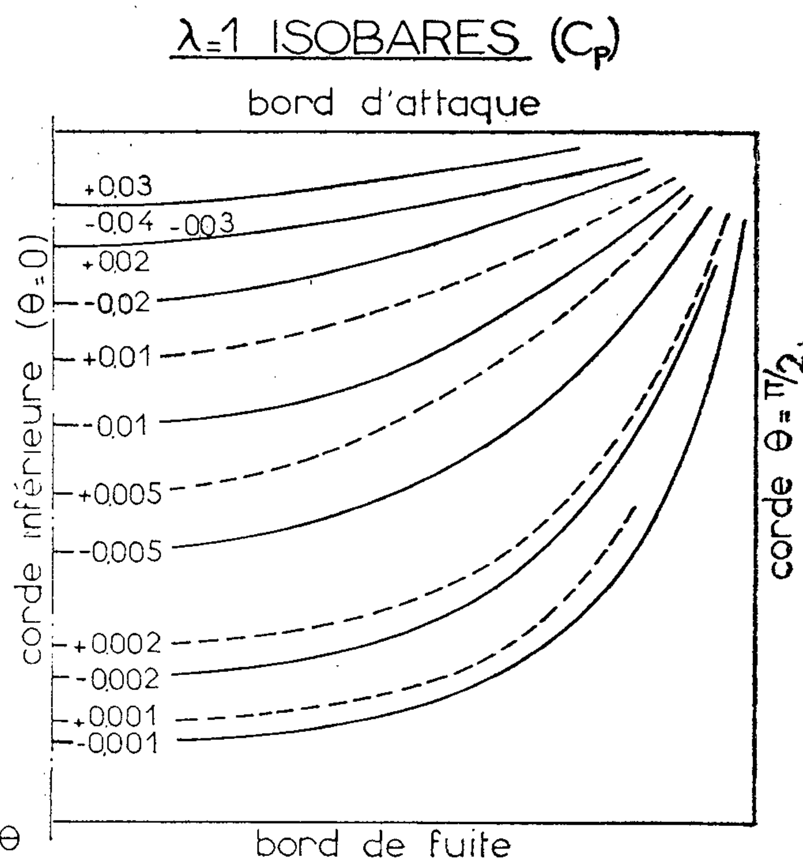


Fig. 4.

Par la règle des écoulements inverses il est possible d'obtenir les caractéristiques aérodynamiques globales d'une aile annulaire dont la pente locale $\alpha(x, \theta)$ est quelconque. Pour l'écoulement $\overline{V}_0 = -V_0$ autour de l'aile cylindrique d'incidence $\overline{i} = -1$ et l'écoulement V_0 qui investit l'aile annulaire de pente locale α cette règle fournit la relation

$$\iint_A (u^+ - u^-) \cos\theta \, dA = \iint_A (\overline{u}^+ - \overline{u}^-) \, \alpha(x, \theta) \, dA$$

qui conduit à la portance de l'aile quelconque, connaissant sa loi de pente et la répartition des charges (ou des survitesses $\overline{u}^+$ et $\overline{u}^-$) sur l'aile cylindrique, pour la valeur λ envisagée.

(*) Séance du 16 décembre 1957.
(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1510.
(2) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1700.
(3) J. Weissinger, *Z. Flugwiss.*, 4, 1956, Heft 3-4.

HYDRAULIQUE. — *Sur une nouvelle méthode de calcul des coups de bélier, déduite de la méthode de Bergeron.* Note (*) de M. **Albert Schlag**, transmise par M. Léopold Escande.

Les équations d'Allievi établissent que, dans une tuyauterie où se produit un coup de bélier, l'état « débit-pression » dans une section quelconque et à un instant quelconque, est la superposition *à l'état « débit-pression » initial*, de deux ondes de pression F et f, accompagnées de deux ondes de débit $(gS/a)F$ et $(gS/a)f$ (S est la section de conduite, a la vitesse de propagation des ondes et g l'accélération terrestre).

L'onde F circule dans le sens opposé à celui qui a été choisi comme positif pour les débits, et l'onde f, dans le sens des débits positifs.

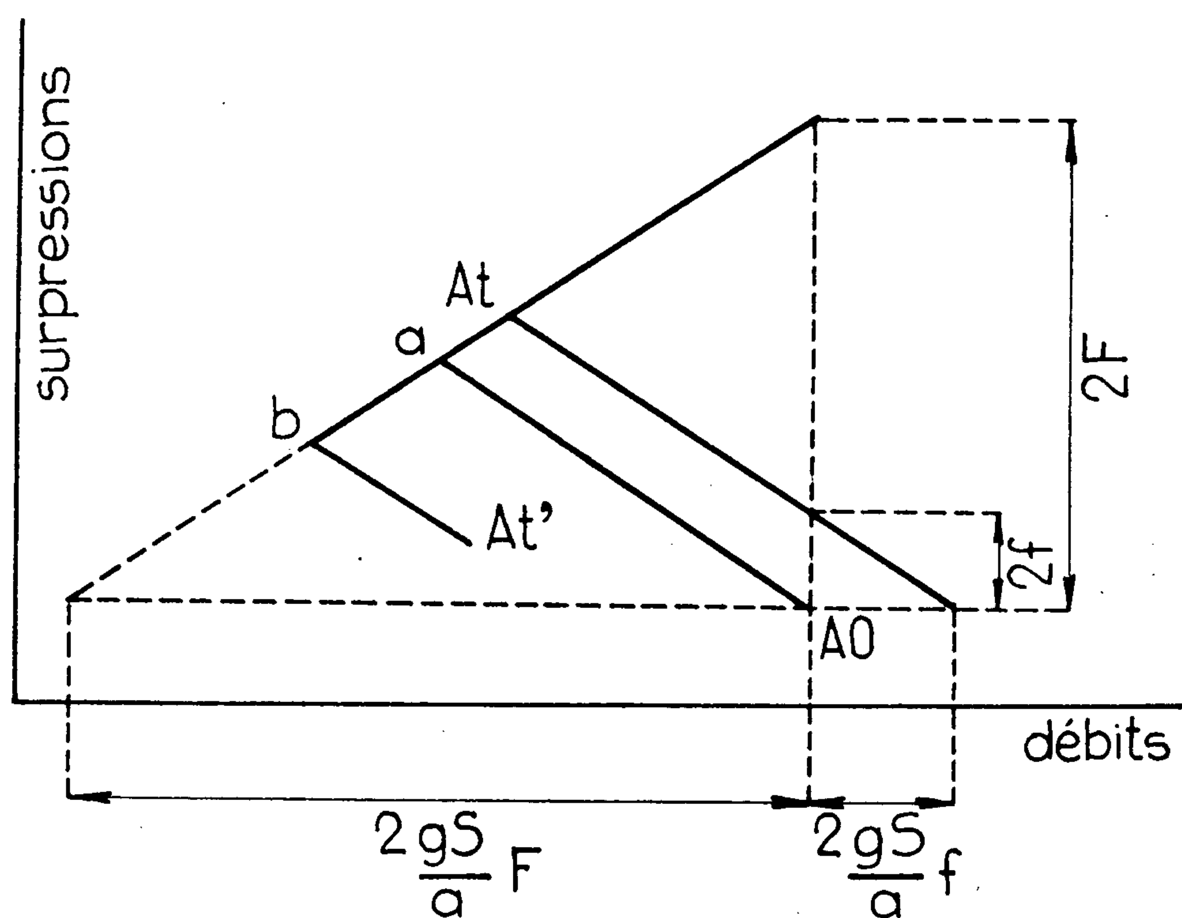


Fig. 1.

Dans la résolution graphique de Bergeron, AO et At représentant les états « débit-surpression », dans une section A, respectivement à l'instant initial et à l'instant t, les ondes de débit sont représentées par la moitié des longueurs marquées 2F et $2f$, et les ondes de pression, par la moitié des longueurs marquées $2(gS/a)F$ et $2(gS/a)f$ (*fig.* 1) ([1]). En d'autres termes, les deux ondes conjointes de pression et de débit sont représentées par les vecteurs AO.a et a.At. Ces deux vecteurs ont pour coefficient angulaire $\pm a/gS$.

Au lieu de considérer que l'état à l'instant t, (Q_t, H_t) résulte de l'état à l'instant O modifié par les deux ondes figurées par OA.a et a.At, nous proposons de déduire l'état At de l'*état immédiatement précédent*, At', modifié par les deux ondes figurées par les vecteurs At'.b et b.At; l'onde At'.b circule

dans le même sens que l'onde AO.a (sens des débits négatifs) et l'onde b.At en sens opposé (sens des débits positifs).

Chaque changement d'état en A résulte ainsi de l'arrivée d'une onde — que nous appellerons onde incidente — et de l'émission d'une autre onde — que nous appellerons onde émise. (Dans certains cas particuliers, l'onde incidente est nulle.)

Si nous désignons par :

Q_t et H_t, les débits et pressions existant dans la section A à l'instant t;

q_i et h_i, les débit et pression transportés par l'onde incidente;

q_e et h_e, les débits et pression transportés par l'onde émise;

l'état Q_t, H_t à l'instant t résultera de l'état $Q_{t'}H_{t'}$ à l'instant t' précédent, par les formules

$$(1)\qquad \begin{cases} Q_t = Q_{t'} + q_i + q_e, \\ H_t = H_{t'} + h_i + h_e. \end{cases}$$

D'autre part, les états $Q_{t'}$, $H_{t'}$ et Q_t, H_t doivent tous deux satisfaire séparément aux conditions existant obligatoirement dans la section, conditions que nous écrivons de la manière toute générale

$$(2)\qquad \varphi(Q, H, t) = 0.$$

La résolution des équations (1) et (2) permet de calculer de proche en proche, à partir de l'état initial, tous les états successifs et toutes les ondes émises.

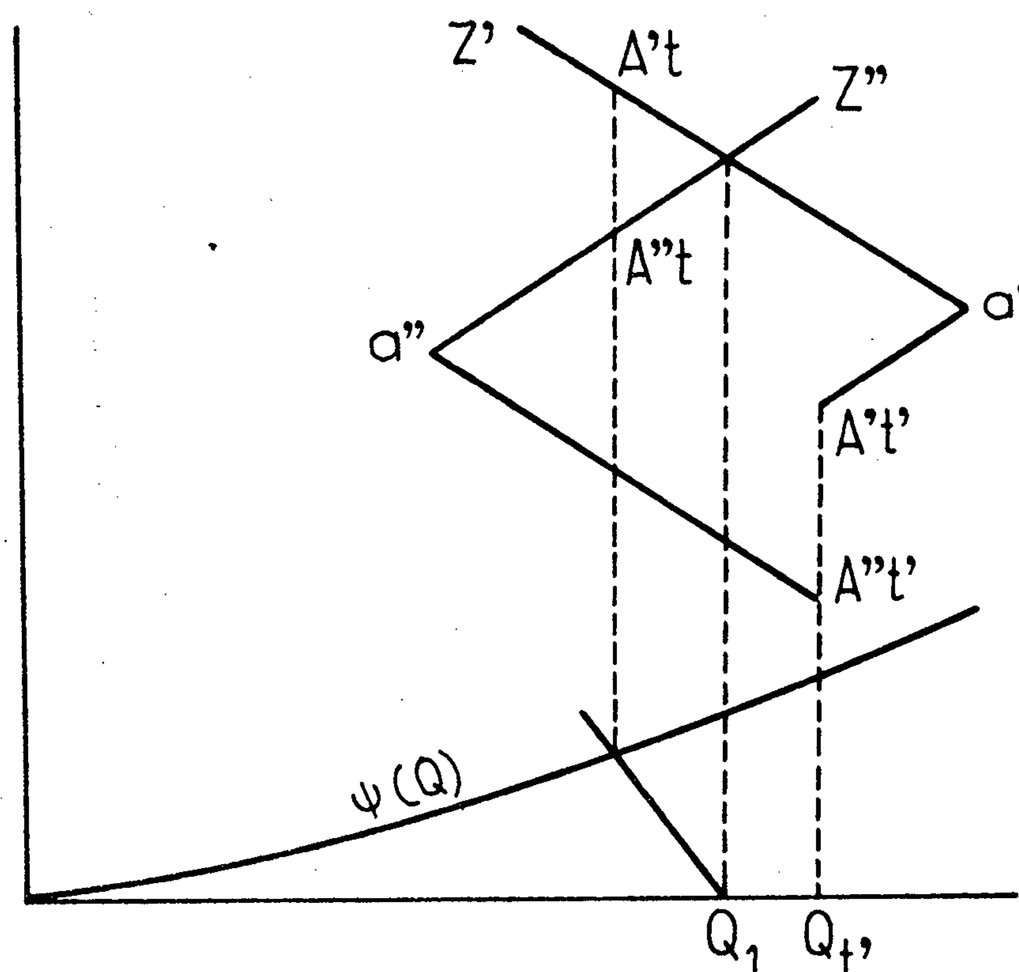


Fig. 2.

La méthode est souvent une méthode algébrique, ne comportant que des calculs fort simples et aisément systématisés. Si la loi (2) est donnée graphi-

quement, la méthode s'y adapte aisément, elle n'exige que le tracé de tronçons rectilignes verticaux et horizontaux et elle dispense donc du tracé des parallèles du Bergeron.

Pertes de charge. — Pour tenir compte de celles-ci, dans la méthode de Bergeron, on les suppose concentrées en un certain nombre de sections. De part et d'autre de chacune de ces sections, le débit est le même et les pressions diffèrent de la valeur de la perte de charge.

On recourt encore à la méthode générale. Soient A′ et A″ les deux côtés de la section A où est concentrée une perte de charge $\psi(Q)$. On connaît A′, t' et A″t' ainsi que les ondes incidentes A′$t'.a'$ et A″$t.a''$ au temps t (*fig.* 2). Les points A′t et A″t se trouveront sur les droites $a'z'$ et $a''z''$, ils auront même abscisse (débit) et l'ordonnée de A′t sera supérieure de $\psi(Q)$ à celle de A″t. On voit que le point où ces conditions sont remplies aura même abscisse que le point d'intersection de la courbe $\psi(Q)$ et de la droite Q_1x, issue de Q_1 et de coefficient angulaire $-2\,a/gS$.

Cette nouvelle méthode ne nécessite qu'une seule fois le tracé de la courbe $\psi(Q)$.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) L. Bergeron, *Du coup de bélier en hydraulique au coup de foudre en électricité*, Dunod, Paris, 1950.

RELATIVITÉ. — *Sur les discontinuités des dérivées secondes des potentiels de gravitation.* Note de M. **Louis Bel**, présentée par M. Georges Darmois.

Étude des paramètres de discontinuité à partir des conditions de compatibilité déduites des équations de champ, en relativité générale et en théorie de Jordan-Thiry.

1. Soit V_4 la variété espace-temps supposée de structure C^2, C^4 par morceaux. Elle est munie d'une métrique hyperbolique normale $ds^2 = g_{\mu\nu}\,dx^\mu\,dx^\nu$ (C^1, C^3 par morceaux). Les variétés caractéristiques V_3^C des équations d'Einstein sont les hypersurfaces tangentes aux cônes élémentaires $ds^2 = 0$ (1). Soit Σ une telle hypersurface d'équation locale $f = 0$. Les discontinuités à la traversée de Σ seront désignées par le symbole [ ]. On a (2)

$$[\partial_{\rho\sigma} g_{\mu\nu}] = l_{\mu\nu} y_\rho y_\sigma \qquad (y_\sigma = \partial_\sigma f;\ y^\rho = g^{\rho\sigma} y_\sigma), \quad (3)$$

où les $l_{\mu\nu}$ sont un système de paramètres ($l_{\mu\nu} = l_{\nu\mu}$) dits paramètres de discontinuités, relatifs aux coordonnées. Pour le changement de coordonnées $x^{\nu'} = x^{\nu'}(x^\alpha)$ tangent au point x à l'identité, posons

$$[\partial_{\alpha\beta\gamma} x^{\nu'}] = t^{\nu'} y_\alpha y_\beta y_\gamma, \qquad t_\mu = g_{\mu\nu} t^{\nu}.$$

Les $l_{\mu\nu}$ subissent alors la transformation.

(1) $$l_{\mu\nu} \to l_{\mu\nu} + t_\mu y_\nu + t_\nu y_\mu.$$

Pour qu'ils définissent un tenseur, il faut et il suffit que l'on se restreigne aux changements de coordonnées C^3.

Ces paramètres de discontinuités sont astreints à des conditions de compatibité déduites des équations de champ $S_{\alpha\beta} = \chi T_{\alpha\beta}$. Dans un domaine où $T_{\alpha\beta}$ est continu, il vient

$$[R_{\alpha\beta}] = \frac{1}{2}(l_{\alpha\sigma} y_\beta y^\sigma + l_{\beta\sigma} y_\alpha y^\sigma - l y_\alpha y_\beta) = 0 \qquad (l = g^{\alpha\beta} l_{\alpha\beta}),$$

soit

(2) $$\left(l_{\alpha\beta} - \frac{l}{2} g_{\alpha\beta}\right) y^\beta = 0.$$

Ainsi y est un *vecteur propre isotrope de* $(l_{\alpha\beta})$ *par rapport à* $(g_{\alpha\beta})$; par la transformation (1) l'équation (2) est invariante. D'après la théorie des caractéristiques, les trajectoires sur Σ du champ y sont géodésiques isotropes de la métrique.

2. Étudions les valeurs et vecteurs propres de $(l_{\alpha\beta})$ par rapport à $(g_{\alpha\beta})$. Nous établirons à ce sujet deux lemmes généraux.

LEMME 1. — *Si* $X + iY$ (X, Y *réels*) *est vecteur propre associé à la valeur propre* $a + ib (b \neq 0)$ *d'une matrice* $(l_{\alpha\beta})$, $X^2 + Y^2 = 0$. *Ainsi ou bien l'un d'eux est orienté dans le temps et l'autre dans l'espace ou bien tous deux sont isotropes.*

En effet de la condition de vecteur propre il vient

(3a) $$l_{\alpha\beta} X^\beta = a X_\alpha - b Y_\alpha,$$

(3b) $$l_{\alpha\beta} Y^\beta = b X_\alpha + a Y_\alpha.$$

Par produit respectif par Y^α et par X^α et soustraction, on a $b(X^2 + Y^2) = 0$.

LEMME 2. — *Si* $X + iY$ *est le vecteur propre précédent et* V *un vecteur propre réel associé à la valeur propre* s, *on a* $X.V = Y.V = 0$.

Des équations

$$l_{\alpha\beta} V^\beta X^\alpha = s V_\alpha X^\alpha, \qquad l_{\alpha\beta} X^\beta V^\alpha = a X_\alpha V^\alpha - b Y_\alpha V^\alpha$$

et

$$l_{\alpha\beta} V^\beta Y^\alpha = s V_\alpha Y^\alpha, \qquad l_{\alpha\beta} Y^\beta V^\alpha = b X_\alpha V^\alpha + a Y_\alpha V^\alpha,$$

on déduit

$$(a - s) X.V - b Y.V = 0, \qquad b X.V + (a - s) Y.V = 0$$

qui entraînent, puisque $b \neq 0$, $X.V = Y.V = 0$.

De ces deux lemmes et du paragraphe 1, il résulte que *les valeurs propres de la matrice* $(l_{\alpha\beta})$ *des paramètres de discontinuité sont toutes réelles*. En effet y étant vecteur propre réel, s'il existait une valeur propre $a + ib (b \neq 0)$ et un vecteur propre $X + iY$ associé, on aurait $yX = yY = 0$. Ainsi X et Y sont tous deux

orientés dans l'espace ou tous deux colinéaires à y. Du lemme 1, il résulte que seul ce second cas pourrait se produire; mais la valeur propre associée à y est réelle contrairement à l'hypothèse.

3. Soit $(\vec{e}_\alpha)$ un repère orthonormé $(\vec{e}_0$ orienté dans le temps$)$ tel que $y^0 = -y^3$, $y' = y^2 = 0$. En jouant sur la transformation (1), on peut faire en sorte que les seuls éléments non nuls de $(l_{\alpha\beta})$ soient

$$l_{11}, \quad l_{22} = -l_{11}, \qquad l_{12} = l_{21}.$$

Une rotation du 2-plan $(\vec{e}_1, \vec{e}_2)$ permet d'annuler l_{12}. Il en résulte que l'équation aux valeurs propres de $(l_{\alpha\beta})$ envisagée par rapport à $(g_{\alpha\beta})$ s'écrit pour le repère choisi :

$$s^2[s^2 - (l_{11})^2] = 0 \qquad (l_{11} \neq 0).$$

Les vecteurs propres correspondant à $s = 0$ sont ceux du 2-plan $(\vec{e}_0, \vec{y})$, ceux correspondant à $\pm l_{11}$ sont respectivement $\vec{e}_2$ et $\vec{e}_1$. Nous avons ainsi montré qu'il existe deux vecteurs V et W orthogonaux entre eux et à $\vec{y}$, de carrés -1 tels que

$$l_{\alpha\beta} = s(V_\alpha V_\beta - W_\alpha W_\beta) \qquad (s = l_{11}).$$

Ce résultat est en accord avec un résultat de Pirani ([4]) concernant les discontinuités du tenseur de courbure.

4. Plaçons-nous enfin en théorie de Jordan-Thiry [les notations de ce paragraphe sont celles de ([1])]. Soit Σ une hypersurface de la variété V_5 tangente au cône élémentaire et engendrée par des trajectoires du groupe d'isométries. Si $[\partial_{\mu\nu}\gamma_{\alpha\beta}] = h_{\alpha\beta}y_\mu y_\nu$ ($\gamma_{\alpha\beta}$ tenseur métrique de V_5 ; α et tout indice grec $= 0, 1, 2, 3, 4$) on a d'après un raisonnement identique à celui du paragraphe 1

$$h_{\alpha i}y^\alpha = \frac{h}{2}y_i, \qquad h_{\alpha 0}y^\alpha = 0 \qquad (y_0 = 0)$$

où les coordonnées locales sont adaptées au groupe d'isométries.

Si $ds^2 = g_{ij}\,dx^i\,dx^j$ (i, tout indice latin $= 1, 2, 3, 4$) est la métrique naturellement associée à la variété quotient V_4, on a

$$l_{ij}\,y^i = \frac{h}{2}y_j \qquad \left(h \neq l = h + \frac{h_{00}}{\xi^2}\right),$$

où les l_{ij} sont les paramètres de discontinuité associés à cette métrique. Pour la métrique $\overline{ds^2} = \xi\,ds^2$ de l'espace-temps on trouve pour les paramètres de discontinuité

$$\bar{l}_{ij} = \xi h_{ij} - \gamma_{ij}\frac{h_{00}}{2\xi} + \frac{1}{\xi}(\gamma_{0j}h_{0i} + \gamma_{0i}h_{0j}) + \frac{h_{00}}{2\xi^3}\gamma_{0i}\gamma_{0j}$$

et il résulte

$$\bar{l}_{ij}\,\bar{y}^j = \left(\frac{h}{2} - \frac{h_{00}}{2\xi^2}\right)\bar{y}_j = \frac{\bar{l}}{2}\bar{y}_j \qquad (\bar{y}_j = y_j).$$

La même technique appliquée aux dérivées premières du champ électromagnétique conduit aux conditions de compatibilité que l'on peut déduire des équations de Maxwell en Relativité générale.

(1) A. LICHNEROWICZ, *Théories relativistes de la gravitation et de l'électromagnétisme*, Masson, Paris, 1955.
(2) G. DARMOIS, *Les équations de la gravitation einsteinienne* (*Mém. Sc. Math.*, Paris, 1927).
(3) $\partial_{\rho\sigma} \equiv \partial^2/\partial x^\rho \partial x^\sigma$.
(4) PIRANI, *Phys. Rev.*, 105, 1957, p. 1089-1099.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Sur l'inversion de l'axe de temps; son action sur les fonctions d'ondes et les équations d'ondes.* Note de M. **ROBERT POTIER**, présentée par M. Louis de Broglie.

La présente Note étudie les représentations linéaires du groupe de Lorentz complet (comprenant les transformations impropres). Les résultats obtenus sont appliqués aux fonctions et équations d'ondes des particules,

L'inversion de l'axe de temps d'un repère de l'espace de Minkowski équivaut au produit de deux transformations :

1° La transformation P, qui inverse le sens des trois axes d'espace ($x \rightarrow -x$; $y \rightarrow -y$; $z \rightarrow -z$) et qui est liée à la notion de parité;

2° La transformation M, qui inverse le sens de tous les axes ($x \rightarrow -y$; $y \rightarrow -y$; $z \rightarrow -z$; $t \rightarrow -t$). M commute avec toutes les transformations du groupe L des rotations propres de Lorentz.

Nous appellerons L_1 le groupe des rotations et retournements propres de Lorentz (groupe orthochrone). Soit $\mathcal{M}$ le groupe formé des deux transformations 1 (transformation identique) et $\mathcal{M}$.

Le groupe complet de Lorentz est le produit direct $\mathcal{L} = L_1 \times \mathcal{M}$. Nous pouvons aussi considérer le groupe des rotations propres et impropres : $\mathcal{L}_r = L \times \mathcal{M}$. Toute représentation linéaire de $\mathcal{L}$ l'est aussi de $\mathcal{L}_r$, de L, et de $\mathcal{M}$. Une fonction d'onde ψ, représentation linéaire de $\mathcal{L}$ (ou de $\mathcal{L}_r$) sera une représentation linéaire de L. A ce titre, elle pourra être complètement décomposée en représentations irréductibles $\psi^{p,q}$ de L[*cf* (1)].

Étant donnés deux repères R et R' de l'espace de Minkowski, S la transformation de Lorentz permettant de passer de l'une à l'autre (R' = SR), ψ^{pq} subit la transformation

$$\psi'^{pq} = \sigma(S)\,\psi^{p,q}. \tag{1}$$

Si $R_1 = MR$ et $R'_1 = MR'$, on a

$$R'_1 = SR_1. \tag{2}$$

$\psi_1^{p,q}$ et $\psi'^{p,q}_1$ étant les valeurs prises par $\psi^{p,q}$ dans les repères R_1 et R'_1, on peut écrire

$$(3) \qquad \begin{cases} \psi_1^{p,q} = \Lambda^{p,q}\psi^{p,q}, \\ \psi'^{p,q}_1 = \Lambda^{p,q}\psi'^{p,q}, \end{cases}$$

$\Lambda^{p,q}$ étant une matrice traduisant l'action de M sur $\psi^{p,q}$.

Mais, en vertu de (2), on a

$$(4) \qquad \psi'^{p,q}_1 = \sigma(s)\,\psi_1^{p,q},$$

(3) et (4) montrent qu'il existe un ensemble de combinaisons linéaires à coefficients constants des composantes de $\psi^{p,q}$ qui se transforment selon les mêmes formules que les composantes de $\psi^{p,q}$. $\psi^{p,q}$ étant irréductible, un théorème bien connu ([2]) démontre que $\Lambda^{p,q}$ est égale à la matrice unité multipliée par une constante :

$$(5) \qquad \Lambda^{p,q} = \lambda^{p,q}(1).$$

En tant que représentation de $\mathfrak{M}$, $\psi^{p,q}$ doit être univalente. Il n'y a, en effet, aucun critère géométrique qui puisse distinguer deux transformations M l'une de l'autre (alors que pour les symétries d'espace des spineurs, il y a deux sens possibles du vecteur unitaire normal à l'hyperplan de symétrie). Il s'ensuit que

$$(6) \qquad \lambda^{p,q} = \mp 1,$$

(6) détermine les représentations linéaires du groupe $\mathcal{L}_r$. Une équation d'onde de la forme ([1]) :

$$(7) \qquad a_{+-}^{p,q}\partial^{+-}\psi^{p-1,q+1} + a_{-+}^{p,q}\partial^{-+}\psi^{p+1,q-1} + a_{--}^{p,q}\partial^{--}\psi^{p+1,q+1} + a_{++}^{p,q}\partial^{++}\psi^{p-1,q-1} = a^{p,q}\psi^{p,q}$$

sera invariante par rapport au groupe $\mathcal{L}_r$ si les $\lambda^{p,q}$ et les $\lambda^{p+\varepsilon_1,q+\varepsilon_2}$ ($\varepsilon_1 = \mp 1$, $\varepsilon_2 = \mp 1$) sont pris de signes contraires.

Déterminons maintenant les représentations linéaires de $\mathcal{L}$. D'une telle représentation ψ, on pourra extraire une suite de représentations linéaires de L_1, qui en forment une description complète :

Soit $\psi^{(p,q)}$ ($\psi^{p,q}$ et $\psi^{q,p}$) une d'entre elles. Il convient de distinguer deux cas :

1° *$p+q$ pair* : $\psi^{(p,q)}$ est de la famille des tenseurs. M commute alors avec toutes les transformations de L_1 et la démonstration que nous venons de faire dans le cas de L s'étend ici sans modification.

On a donc

$$(8) \qquad \lambda^{(p,q)} = \lambda^{p,q} = \lambda^{q,p} = \mp 1.$$

La transformation M appliquée à $\psi^{(p,q)}$ revient à multiplier toutes les composantes du tenseur soit par $+1$, soit par -1. Par rapport à M, il existe donc deux classes de tenseurs :

2° *$p+q$ impair* : $\psi^{(p,q)}$ est de la famille des spineurs généralisés. M com-

mute alors avec toutes les rotations de Lorentz, mais anticommute avec les retournements (elle change le signe des composantes du vecteur normal à un hyperplan de symétrie). On peut alors poser (S étant un *retournement*)

$$\varphi_1^{p,q} = \psi_1^{p,q}; \qquad \varphi_1^{q,p} = -\psi_1^{q,p},$$

et recommencer le même genre de raisonnement.

Il en résulte

(9) $$\lambda^{p,q} = -\lambda^{q,p} = \mp 1.$$

La transformation M appliquée à un spineur $\psi^{(p,q)}$ revient à multiplier le semi-spineur $\psi^{p,q}$ par $+1$ et le semi-spineur $\psi^{q,p}$ par -1, ou inversement. On est ainsi conduit à considérer deux classes de spineurs.

On voit que si un spineur est d'une classe, son conjugué est de l'autre. En effet

(10) $$\overline{\psi}^{p,q}_{r,s} = \psi^{*p,q}_{r,s}.$$

On comprend ainsi pourquoi les quadrivecteurs-courants $\mathcal{V}(\overline{\psi}, \psi)$ formés à l'aide d'un spineur et de son conjugué ne se transforment pas comme des quadrivecteurs sous l'action de M (leurs composantes ne changent pas de signe).

Une conséquence de (9) est que les équations de Dirac sont invariantes dans leur ensemble par la transformation M, donc invariantes par rapport au groupe de Lorentz complet.

Dans le cas du groupe $\mathcal{L}$, le problème de l'invariance des équations d'onde se traite comme dans celui de $\mathcal{L}_r$; il faut alors, bien entendu, prendre

$$a^{p,q}_{\varepsilon_1,\varepsilon_2} = a^{q,p}_{\varepsilon_2,\varepsilon_1} \qquad \text{et} \qquad a^{p,q} = a^{q,p}.$$

Si T′ est la transformation qui change le sens du seul axe de temps, la formule

(11) $$\mathrm{T}' = \mathrm{MP}$$

permet de calculer aisément son action sur $\psi^{(p,q)}$, on a

(12) $$(\mathrm{P}\psi^{p,q})_{r,s} = i^{(p-q)}(-1)^{(s-r)}\psi^{q}_{q-s,}{}^{p}_{p-r},$$

et

(13) $$(\mathrm{MP}\psi^{p,q})_{r,s} = \lambda^{p,q} i^{(p-q)}(-1)^{(s-r)}\psi^{q}_{q-s,}{}^{p}_{p-r},$$

$\lambda^{p,q}$ étant donnée par les formules (8) ou (9).

Quant à la transformation ordinairement désignée par T, elle est une combinaison de MP avec C, la « conjugaison de charge », définie ici par la formule (10).

On peut donc écrire :

(14) $$(\mathrm{T}\psi^{p,q})_{r,s} = \lambda^{p,q} i^{(q-p)}(-1)^{(s-r)}\psi^{*p}_{p-r,}{}^{q}_{q-s}.$$

(1) R. Potier, *Comptes rendus*, **222**, 1946, p. 855.
(2) E. Cartan, *Leçons sur la théorie des spineurs*, Paris, 1938.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Quelques propriétés des prévisions en Mécanique quantique*. Note (*) de M. **Alain Guichardet**, présentée par M. Louis de Broglie

Remarques sur la composabilité et la mesurabilité simultanée de deux ou plusieurs grandeurs physiques en Mécanique quantique.

1. Composabilité de deux grandeurs physiques. — Le problème peut se poser mathématiquement de la façon suivante :

Soient deux grandeurs G et G′ représentées par deux familles spectrales V_Δ $V'_{\Delta'}$, sur Ox et Oy, au moyen desquelles un vecteur $\psi \in \mathcal{H}$ définit deux mesures μ et μ'. A quelle condition existe-t-il une famille spectrale W_A dans le plan xOy, au moyen de laquelle un vecteur ψ définit une mesure ν dans le plan qui vérifie la condition suivante :

(C) *Si le support de* ν *est inclus dans un rectangle* $\Delta \times \Delta'$, *celui de* μ *est inclus dans* Δ *et celui de* μ' *dans* Δ'.

On dira alors que les grandeurs G et G′ sont composables.

La condition (C) entraîne :

$$W_{\Delta\times\Delta'} \subset V_\Delta \cap V'_{\Delta'}.$$

Pour constituer une famille spectrale, les W_A doivent vérifier trois conditions :

1° Pour A_1 et A_2 disjoints, W_{A_1} et W_{A_2} sont orthogonaux.

2° Pour toute partition de Ox et de Oy par des ensembles Δ_i et Δ'_j respectivement, la somme directe

$$\bigoplus_{i,j} W_{\Delta_i\times\Delta'_j} = \mathcal{H}.$$

3° Pour toute famille décroissante A_i, si $A = \bigcap_i A_i$, W_{A_i} converge vers W_A.

Ces conditions entraînent

$$W_{\Delta\times\Delta'} = V_\Delta \cap V'_{\Delta'}$$

et l'on trouve la condition suivante :

Théorème. — *Pour que* G *et* G′ *soient composables il faut et il suffit que pour tout* $\Delta' \subset Oy$ *et toute partition de* Ox *par des* Δ_i, $V'_{\Delta'}$ *soit somme directe des sous-espaces* $V'_{\Delta'} \cap V_{\Delta_i}$ *et vice versa.*

Cette condition est équivalente à la suivante :

Théorème. — *Pour que* G *et* G′ *soient composables il faut et il suffit que quels que soient* $\Delta \subset Ox$ *et* $\Delta' \subset Oy$, *les projecteurs sur* $V'_{\Delta'}$ *et* $V'_{\Delta'}$, *soient permutables. Nous dirons alors que les sous-espaces* V_Δ *et* $V'_{\Delta'}$ *sont semi-orthogonaux.*

Cas particuliers. — 1° *Spectres purement ponctuels.* Dans ce cas on obtient la condition :

Il existe un système orthonormé complet formé de vecteurs propres communs.

2° *Grandeurs indépendantes.* — C'est le cas où $V_\Delta \cap V'_{\Delta'} \neq 0$ quels que soient Δ et Δ'; ou encore le spectre de la grandeur composée est égal au produit des spectres de G et de G'. On peut dire qu'une mesure physique de G ne présume en rien de celle de G'.

3° *Grandeur dérivant d'une autre.* — On dira que G' dérive de G si le spectre de la grandeur composée est coupé en un point au plus par toute parallèle à Oy. Ou encore : si pour tout Δ' il existe un Δ tel que $V'_{\Delta'} = V_\Delta$.

On peut définir ainsi $k + G$, kG, G^k, k étant une constante.

Si G et G' ont des spectres continus et si le spectre de la grandeur composée est une courbe continue, une bonne mesure physique de G entraîne une bonne mesure physique de G'.

2. Grandeurs simultanément mesurables. — La condition de mesurabilité simultanée peut s'exprimer mathématiquement ainsi :

(C') *quel que soit* Δ *il existe* $\Delta' \neq R$ *et quel que soit* Δ' *il existe* $\Delta \neq R$ *tels que*

$$V_\Delta \cap V'_{\Delta'} \neq 0.$$

On peut dire physiquement : une mesure physique de G n'entraîne pas l'imprécision complète sur G' et *vice versa*.

La composabilité entraîne évidemment (C') mais la réciproque n'est pas vraie comme le montre l'exemple suivant :

Soit $c_1, c_2, \ldots$ une base orthonormée de $\mathcal{H}$ et soient U et U' les sous-espaces engendrés par $e_1 e_2 e_3$ et $e_1 e_3 + e_4 e_5$ respectivement; les projecteurs sur U et U' vérifient c' mais ne sont pas permutables, donc les grandeurs associées ne sont pas composables.

Le même exemple montre aussi que la condition

(C'') *quels que soient* Δ *et* Δ',

$$V_\Delta \cap V'_{\Delta'} \neq 0$$

n'entraîne pas la composabilité.

Remarque. — Si deux grandeurs sont composables, une bonne mesure physique de l'une n'entraîne pas nécessairement une bonne mesure de l'autre, comme le montre l'exemple suivant : définissons G par la famille spectrale qui associe à tout entier $n > 0$ le vecteur e_n, et G' par la famille spectrale qui associe à 2 le sous-espace engendré par e_1 et e_2 et à $n > 2$ le vecteur e_n; une bonne mesure physique de G' au voisinage de 2 n'entraîne pas une bonne mesure de G.

3. Composabilité de plusieurs grandeurs physiques. — Nous généralisons la composabilité de la façon suivante :

Soient n grandeurs $G_1 \ldots G_n$ représentées par n familles spectrales $V'_{\Delta'} \ldots V^n_{\Delta^n}$ sur $Ox_1 \ldots Ox_n$ au moyen desquelles un vecteur $\psi \in \mathcal{H}$ définit des mesures $\mu_1 \ldots \mu_n$. A quelle condition existe-t-il une famille spectrale W_A dans

l'espace $Ox_1 \ldots x_n$ au moyen de laquelle un vecteur ψ définit une mesure V dans R^n, qui vérifie la condition :

(C) Si le support de V est inclus dans un pavé $\Delta' \times \ldots \times \Delta^n$, celui de μ_i est inclus dans $\Delta^i (i = 1, 2 \ldots n)$.

On dira que les grandeurs données sont composables.

On trouve, comme dans le cas $n = 2$:

$$W_{\Delta^1 \times \ldots \times \Delta^n} = V^1_{\Delta^1} \wedge \ldots \wedge V^n_{\Delta^n}.$$

et l'on en déduit le théorème :

Théorème. — *Pour que $G_1 \ldots G_n$ soient composables, il faut et il suffit qu'elles le soient deux à deux, c'est-à-dire que deux sous-espaces $V^i_{\Delta^i}$ et $V^k_{\Delta^k}$ soient semi-orthogonaux quels que soient i, k, Δ^i, Δ^k. Alors les grandeurs de toute sous-famille $G_{i_1} \ldots G_{i_p}$ seront composables et les composées de deux sous-familles quelconques seront composables.*

Cas particuliers. — 1° *Spectres purement ponctuels.* On obtient la condition : il existe un système orthonormé complet de vecteurs propres communs.

2° *Grandeurs indépendantes.* — C'est le cas où :

$$V^1_{\Delta^1} \cap \ldots \cap V^n_{\Delta^n} \neq 0$$

quels que soient $\Delta^1, \ldots, \Delta^n$; ou encore : le spectre de la grandeur composée est égal au produit des spectres de $G_1, \ldots, G_n$.

3° *Grandeur dérivant de plusieurs autres.* — On dira que G_n dérive de $G_1, \ldots, G_{n-1}$ si le spectre de la grandeur composée est coupé en un point au plus par toute parallèle à Ox_n. Si $G_1, \ldots, G_n$ ont des spectres continus et si le spectre de la grandeur composée est une hypersurface continue, une bonne mesure physique de $G_1, \ldots, G_{n-1}$ entraîne une bonne mesure physique de G_n, ce qui n'est pas le cas pour des grandeurs supposées seulement composables.

On peut définir ainsi la somme, le produit de deux ou plusieurs grandeurs composables, et l'inverse d'une grandeur dont le spectre ne contient pas O.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Remarques concernant la formule de Ziman sur la conductivité thermique des cristaux.* Note de M. **Jean Tavernier**, présentée par M. Louis de Broglie.

1. Introduction. — Lorsqu'on évalue dans un cristal l'influence des imperfections ponctuelles telles que les fluctuations de masse sur le libre parcours moyen l des phonons, on trouve que $l(\omega) \propto 1/\omega^4$.

Un calcul direct de la contribution à la conductivité thermique à partir du résultat précédent conduit à une intégrale qui diverge.

Ziman (1) (1956) a montré par un raisonnement thermodynamique que si les processus d'interaction des phonons avec conservation de la quantité de mouvement sont suffisamment importants et dans l'approximation de Debye, que la contribution du phénomène envisagé à la résistivité thermique est

$$W = \frac{3}{C^2} \int \frac{c_p}{v_p l_p} dp,$$

où c_p, v_p, l_p sont respectivement la contribution à la chaleur spécifique, la vitesse de groupe et le libre parcours moyen des phonons de vecteur d'onde $\vec{p}$.

$C = \int c_p \, dp$, chaleur spécifique du cristal.

2. APPLICATION DE LA FORMULE DE ZIMAN. — Nous utiliserons le résultat suivant (2) :

$$\frac{1}{l(\omega)} = \frac{1}{\pi} \frac{V_0 \epsilon \omega^4}{\bar{c}^4},$$

V_0, volume occupé par un atome;

$\varepsilon = M^2 \sigma^2$, où M est la masse moyenne des atomes et σ l'écart quadratique moyen des $1/M$;

$\bar{c}$, vitesse moyenne du son.

Nous supposerons que $v_p = \bar{c}$.

a. Basses températures $T \ll \theta$ (θ température de Debye). — Nous pouvons alors poser

$$C = \frac{12\pi^4}{5} \frac{k}{V_0} \left(\frac{T}{\theta}\right)^3,$$

ce qui, tous calculs faits conduit à

$$K = \frac{1}{W} = \frac{\hbar \bar{c}^2}{V_0 \epsilon \theta} F\left(\frac{\theta}{T}\right),$$

où

$$F\left(\frac{\theta}{T}\right) = \frac{32\pi^5}{25} \frac{\theta}{T} \left[\int_0^{\frac{\theta}{T}} \frac{e^x x^8}{(e^x - 1)^2} dx \right]^{-1}.$$

On peut remarquer que cette fonction présente un minimum pour $T/\theta = 0{,}085$ et est monotone ailleurs.

Pour les très basses températures : $\theta/T \to \infty$ et

$$K \simeq 0{,}01 \frac{\hbar \bar{c}^2}{V_0 \varepsilon} \frac{1}{T}.$$

b. Températures élevées $T > \theta$. — En utilisant alors

$$C = 3Nk,$$

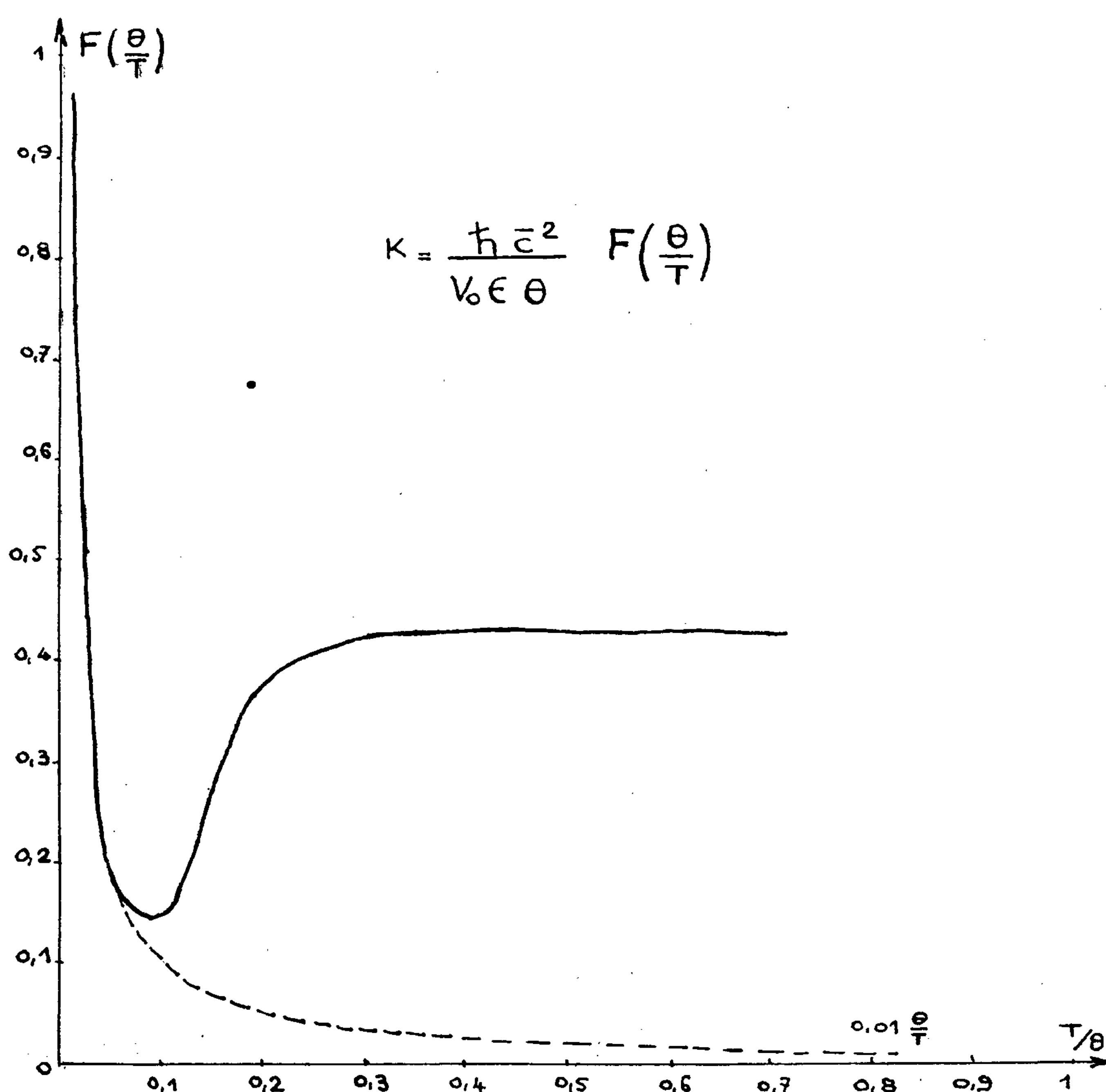
nous trouvons pour la contribution à la conductivité thermique

$$K = 0{,}43 \frac{\hbar \bar{c}^2}{V_0 \varepsilon} \frac{1}{\theta}.$$

ce qui montre que $F(\theta/T) \to 0,43$ pour les températures élevées. Dans tout ce qui précède nous avons posé

$$\omega_{\max} = \bar{c}\,\frac{\pi}{V_0^{\frac{1}{3}}}.$$

Finalement en utilisant les résultats ci-dessus et en calculant quelques points par intégration graphique nous obtenons pour le facteur dépendant de la température dans la contribution à la conductivité thermique la représentation ci-dessous :



3. Conclusion. — Si nous appliquons les résultats précédents au germanium, nous trouvons

$$K(300^\circ K)_{\text{calc}} = 1,35 \text{ W/d}^\circ\text{/cm} \quad \text{alors que } K_{\text{réel}} = 0,7 \text{ W/}d^\circ\text{/cm},$$
$$K(30^\circ K) = 0,41 \text{ W/d}^\circ\text{/cm} \leqslant K_{\text{réel}}.$$

Ces résultats ne condamnent pas la formule de Ziman puisque cette dernière ne donne qu'une limite inférieure de la contribution à la conductivité thermique; ce qui est exact, pour les basses températures. Pour les températures plus élevées nous pouvons supposer que nous obtenons un bon ordre de gran-

deur ou bien qu'un autre processus de limitation de la conductivité vient s'ajouter à celui envisagé.

Cette formule donne bien une loi, en $1/T$ mais seulement pour les températures inférieures à $0,1\,\theta$.

Et de plus les valeurs obtenues sont beaucoup plus faibles (d'environ un facteur 40) que celles obtenues par la formule de Klemens, qui semble valable aux basses températures puisque cette dernière se trouve assez bien vérifiée par les expériences de Glen A. Slack (3) (1957).

Finalement nous voyons que la formule de Ziman ne conduit pas à la loi de variation attendue pour K.

(1) ZIMAN, *Canad. J. Phys.*, 34, 1956, p. 1256.
(2) J. TAVERNIER, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1705.
(3) GLEN A. SLACK, *Phys. Rev.*, 105, 1957, p. 829.

THÉORIE CINÉTIQUE DES GAZ. — *Sections efficaces d'interaction électrostatique dans les plasmas. Calcul.* Note (*) de M. **MICHEL BAYET**, présentée par M. Joseph Pérès.

Calcul des différentes « sections efficaces » définies dans une précédente Note (1), pour les particules de masse m décrites par la fonction de distribution $f(\vec{v}, t)$ dans le cas d'un plasma.

1. *Sections efficaces de relaxation des anisotropies.* — Nous les calculons dans le système de référence S_r lié à l'une des particules de masse M et de concentration N (cm^{-3}), dont on étudie l'action sur la fonction $f(\vec{v}, t)$. On sait que dans ce cas « l'opérateur de collision » a pour valeur :

$$J(f) = 2\pi N v \int_0^\infty \left[f(\vec{v}', t) - f(\vec{v}, t) \right] b\, db.$$

On désigne par b le « paramètre d'impact » dans un choc où la vitesse (relative) de la particule décrite par f est $\vec{v}$ avant, et $\vec{v}'$ après le choc, par α la déviation $(\vec{v}, \vec{v}')$ correspondante, et par P_l le polynome de Legendre d'ordre l. Alors, dans le cas de forces *centrales*, on peut en outre écrire (2) :

$$J(Y_l^m) = -\bar{\nu}_l Y_l^m, \qquad \text{avec} \quad \bar{\nu}_0 = 0;$$

$$\bar{\nu}_l = 2\pi N v \int_0^\infty [1 - P_l(\cos\alpha)]\, b\, db > 0 \qquad \text{pour} \quad l > 0.$$

α étant une fonction de v et de b par l'intermédiaire de la loi de forces interparticules, $\bar{\nu}_l$, et par suite $\overline{Q}_l = \bar{\nu}_l / N v$ ne dépendront donc que de v et de cette loi.

Si l'on suppose que cette dernière ne dépend que de la distance r entre les deux particules, et varie comme r^{-s} $(s > 0)$, on peut alors montrer ([3]) que $\bar{\nu}_l$ (et $\overline{Q}_l$) *ne sont finis que pour* $s > 2$: ce ne sera que dans ce cas que les sections efficaces seront calculables, en fonction de cette loi.

Par contre, pour $s = 2$ (interaction coulombienne), la section efficace est infinie (elle « diverge » comme $\ln b$) : il semble donc qu'un système composé de particules chargées toutes de même signe, en l'absence de toute autre force d'interaction, ne peut subir aucune perturbation de son état d'équilibre, tout « écart » à cet état s'amortissant instantanément.

Ce cas toutefois n'est pas réaliste; nous ne connaissons en effet en pratique que des « plasmas » globalement neutres, ce qui modifie de façon fondamentale la loi de forces interparticules, comme l'a montré Debye ([4]), ([5]) : la variation en r^{-1} du potentiel d'interaction φ y est alors remplacée par une variation en $r^{-1} e^{-r/D}$, D étant la « distance de Debye » :

$$D = \left(\frac{kT}{8\pi n e^2}\right)^{\frac{1}{2}} \# 4,9 \left(\frac{T}{n}\right)^{\frac{1}{2}} \text{cm}$$

de sorte que les intégrales qui donnent $\bar{\nu}_l$ et $\overline{Q}_l$ deviennent convergentes, et sont calculables, au moins de façon numérique ([5]), ([6]). On trouve en particulier, lorsque n n'est pas trop élevé $(nD^3 > 1)$:

$$\overline{Q}_1 \# (16\pi n^2 D^4)^{-1} \left(1 + \frac{m}{M}\right)^2 \left(\frac{kT}{mv^2}\right)^2 \ln 8\pi n D^3 \left(1 + \frac{m}{M}\right)^{-1} \left(\frac{kT}{mv^2}\right).$$

Pour la plupart des particules, dont la vitesse est voisine de la vitesse moyenne de la distribution maxwellienne à T°, on pourra prendre $mv^2 \# kT$, de sorte que la « section efficace de relaxation des anisotropies du premier ordre » d'un ion positif pour un électron $(m \ll M)$ dans un plasma de concentration $n(\text{cm}^{-3})$ en équilibre maxwellien à T °K sera donné par le tableau suivant (les sections efficaces ion-ion et électron-électron seront sensiblement quadruples) :

Q_1 en	T(°K).	n							
		3.10^4.	3.10^6.	3.10^8.	3.10^{10}.	3.10^{12}.	3.10^{14}.	3.10^{16}.	3.10^{18}.
10^{-5} cm²	3	1,6	0,8	–	–	–	–	–	–
10^{-7} »	30	2,8	2	1,2	–	–	–	–	–
10^{-9} »	300	4	3,2	2,4	1,6	0,8	–	–	–
10^{-11} »	3 000	5,2	4,4	3,6	2,8	2	1,2	–	–
10^{-13} »	30 000	6,4	5,6	4,8	4	3,2	2,4	1,6	0,8

On comparera ces sections efficaces avec celles des molécules neutres, (les unes vis-à-vis des autres, ou vis-à-vis des particules chargées), lesquelles sont de l'ordre de grandeur de leurs « dimensions géométriques », soit 10^{-15} cm², ou moins : les sections efficaces d'interaction coulombienne sont incomparablement plus grandes.

2. *Sections efficaces pour la relaxation de l'énergie.* — Le calcul rigoureux présente des difficultés considérables, car il fait intervenir l'expression de la loi de forces dans l'opérateur de collision. C'est pourquoi nous nous contenterons d'un calcul approximatif.

On peut définir un ordre de grandeur commun, aux $\overline{Q}_l$ d'une part, aux $\overline{\overline{Q}}_j$ d'autre part (soit $\overline{Q}$ et $\overline{\overline{Q}}$) en faisant intervenir respectivement la variation, dans chaque « choc », de la quantité de mouvement dans la direction d'incidence de la particule, p (mesurée dans S_r), et celle de l'énergie de cette particule, w (mesurée dans S_l); on posera, en mettant entre $\langle\ \rangle$ les valeurs moyennes

$$\left\langle \frac{dp}{dt} \right\rangle = \bar{\nu} p = N v \overline{Q} p,$$

$$\left\langle \frac{dw}{dt} \right\rangle = \bar{\bar{\nu}} w = N v \overline{\overline{Q}} w.$$

Or, on a dans chaque collision :

$$\left|\frac{dp}{p}\right|_r = \frac{p(1-\cos\alpha)}{p} = 2\sin^2\frac{\alpha}{2}, \qquad \text{d'ou} \qquad \left\langle \sin^2\frac{\alpha}{2} \right\rangle = \frac{1}{2} N v \overline{Q}\, dt,$$

$$\left|\frac{dw}{w}\right|_l = \frac{4mM}{(m+M)^2}\sin^2\frac{\alpha}{2}, \qquad \text{d'où} \qquad \left\langle \sin^2\frac{\alpha}{2} \right\rangle = \frac{(m+M)^2}{4mM} N v \overline{\overline{Q}}\, dt$$

et par suite :

$$\overline{\overline{Q}} = \frac{2mM}{(m+M)^2}\overline{Q}.$$

La valeur des sections efficaces de relaxation de l'énergie dans S_l se déduira donc immédiatement des sections efficaces de relaxation de l'anisotropie dans S_r; on a en particulier, pour $m \ll M$, $\overline{\overline{Q}} \# 2(m/M)\overline{Q}$, et, pour $m \# M$, $\overline{\overline{Q}} \# (1/2)\overline{Q}$.

On voit ainsi que la « relaxation de l'énergie » se fait à peu près aussi vite que celle des anisotropies pour un gaz formé de particules de masses identiques, mais beaucoup moins vite si les masses sont différentes. Il en résulte que dans ce dernier cas, les fonctions de distribution de particules de masses très différentes sont susceptibles de devenir maxwelliennes à des températures très différentes, avant que l'équilibre final s'établisse à la température T : Ceci est particulièrement vrai dans le cas des « plasmas » renfermant des électrons, dans lesquels les échanges d'énergie entre ces derniers et les ions se font environ 10^4 fois moins vite que les échanges entre ions, ou entre électrons, et paraît susceptible d'expliquer la distribution maxwellienne de ces derniers à des « températures électroniques » très supérieures à la température ambiante (décharges dans les gaz). Les considérations précédentes sont en effet susceptibles de s'appliquer au cas où, dans le plasma considéré, les électrons d'une part, les ions positifs d'autre part, sont en équilibre maxwellien à des tempé-

ratures très différentes, soient T_e et T_i; on trouve alors que le « rayon de Debye » a pour valeur

$$D = \left(\frac{k}{4\pi n e^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T_e T_i}{T_e + T_i}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

(*) Séance du 13 novembre 1957.

([1]) *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 1708.

([2]) M. Bayet, J. L. Delcroix et J. F. Denisse, *J. Phys. Rad.*, **15**, 1954, p. 795; **16**, 1955, p. 274.

([3]) M. Bayet, J. L. Delcroix et J. F. Denisse, *J. Phys. Rad.*, **17**, 1956, p. 923.

([4]) P. Debye et E. Hueckel, *Physik Z.*, **24**, 1923, p. 185.

([5]) M. Bayet, *Physique électronique des gaz et des solides*, Masson, Paris (sous presse).

([6]) M. Bayet, *J. Phys. Rad.*, **18**, 1957, p. 380.

OPTIQUE CORPUSCULAIRE. — *Étude expérimentale de lentilles quadrupolaires hélicoïdales pour la focalisation de mésons* μ. Note (*) de MM. **Mario Morpurgo** et **Albert Septier**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous montrons expérimentalement qu'un nouveau système à focalisation forte formé d'une lentille quadrupolaire longue enroulée en hélice, permet de canaliser des particules sur une grande longueur, et présente des propriétés intéressantes de filtre de vitesses. Son application est prévue pour un canal à mésons μ ([1]).

On peut canaliser un faisceau de particules de haute énergie en utilisant une suite de lentilles quadrupolaires minces alternées. Un nouveau système, proposé récemment ([2]), formé d'une lentille quadrupolaire longue enroulée en hélice, évite toute discontinuité du champ focalisant sur le trajet du faisceau et en assure la rotation continue.

Lentille étudiée. — Une telle lentille est caractérisée par le rayon a du cercle de gorge, le gradient transversal K et la « pulsation » $\omega = 2\pi/L$ (L est le pas de l'enroulement, tel que $L \gg a$). En supposant que la vitesse longitudinale reste constante, les équations du mouvement sont intégrables et l'on obtient, dans un système d'axe $Oxyz$ tournant avec l'hélice ([2]).

$$(1) \qquad \begin{cases} x = \dfrac{\omega_1}{\omega} A \sin(\omega_1 z + \varphi_1) + \dfrac{\omega}{\omega_2} B \sin(\omega_2 z + \varphi_2), \\ y = -A \cos(\omega_1 z + \varphi_1) - B \cos(\omega_2 z + \varphi_2), \end{cases}$$

avec $\omega_1^2 = \omega^2 - A_0$, $\omega_2^2 = \omega^2 + A_0$, $A_0 = Ke/p$; p est le moment de la particule, e sa charge.

Pour $\omega^2 > A_0$ les trajectoires sont stables; elles resteront à l'intérieur d'un cylindre de rayon R_1 donné si l'on satisfait à la condition suffisante : $R_1 \geq R_0 = |A| + |B|$. Si les particules sont issues d'un point source S_0 situé sur l'axe, il existe entre les paramètres K, p, L, une relation qui rend R_0

minimum ; on trouve

$$\text{(II)} \qquad \frac{\omega^2}{A_0} = \frac{5}{3}.$$

Pour $\omega^2 < A_0$, les trajectoires sont instables ; avec une géométrie donnée, il suffira de faire croître suffisamment K pour éliminer les particules de moment p_1 inférieur à une valeur donnée p_0.

Nous avons cherché à vérifier les formules (I), c'est-à-dire les propriétés de convergence lorsque $\omega^2 > A_0$, et les propriétés de filtrage pour $\omega^2 < A_0$. Nous avons réalisé un modèle de lentille hélicoïdale *sans fer* ; le champ quadrupolaire peut en effet être produit par une nappe de courant longitudinale de densité linéaire J_z disposée sur un cylindre de rayon R, et variant avec l'azimuth θ selon la loi $\mu_0 J_z = 2KR\cos\theta$. Cette nappe est réalisée de manière approchée par 40 fils enroulés en hélice, parcourus par des courants $I_n = I_0 \cos(n\pi/10)$. Les paramètres de la lentille : $R = 32.10^{-3}$ m, $L = 0{,}35$ m, $K = 2{,}94$ Wb/m³, satisfont à la relation (II) pour des électrons accélérés sous 2 kV ($A_0 = 195$ m⁻²) ; $I_0 = 7{,}5$ A.

Dispositif expérimental. — Nous avons construit un banc d'optique électronique spécialement adapté à ce genre d'étude. Son schéma est donné sur la figure 1. Un canon à électrons suivi d'un condenseur électrostatique, fournit un fin pinceau d'électrons qu'un électroaimant A dévie de 90° pour l'envoyer

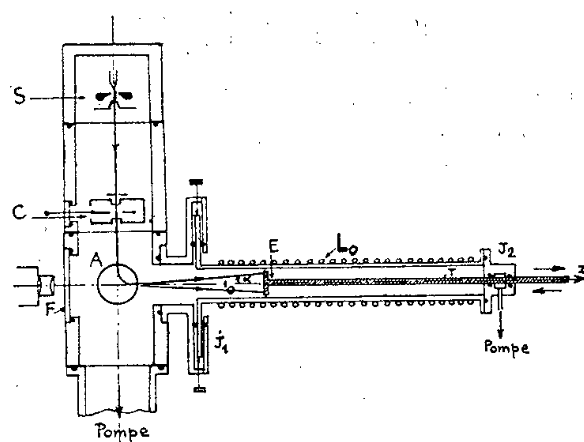


Fig. 1.

horizontalement dans la lentille à étudier L_0. Un joint glissant J_1 permet une translation de L_0 dans toutes les directions radiales, avec une amplitude possible de 30 mm. Un écran fluorescent E peut être déplacé dans l'enceinte sur toute la longueur de L_0, soit 55 cm, grâce à la tige T traversant le joint J_2. Les pièces polaires de A sont suffisamment écartées pour permettre l'observation de E à travers la fenêtre F. Des jeux de bobines rectangulaires en position d'Helmholtz éliminent le champ magnétique terrestre sur toute la longueur de la lentille. En agissant sur l'excitation de A et sur la position de L_0, on peut obtenir des conditions initiales variées. Des bobines additionnelles alimentées en alternatif, et placées sur les pôles de A, permettent d'obtenir un faisceau plat divergent issu d'un point source. L'écran E est photographié à travers F

durant son déplacement, de $z = 0$ à $z = 50$ cm, ce qui permet de reconstituer les trajectoires après agrandissement convenable des photos successives.

Résultats. — 1° La figure 2 donne un exemple des photos obtenues avec un faisceau incident plat divergent abordant la lentille quadrupolaire dans le plan radial initialement divergent. On y a reporté les axes mobiles Ox et Oy.

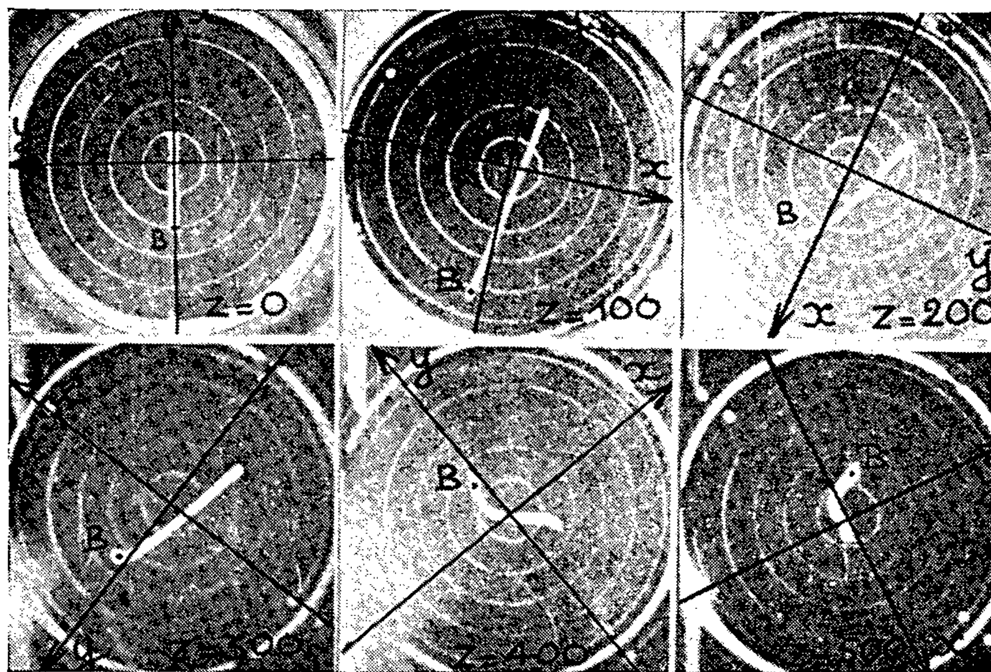


Fig. 2.

Pour comparer aux trajectoires théoriques, il faut déterminer les quatre constantes d'intégration des équations (I); l'existence d'un champ de fuite en avant de la lentille rend délicate la mesure des conditions initiales dans le plan $z = 0$. Nous avons préféré déterminer les constantes en faisant coïncider

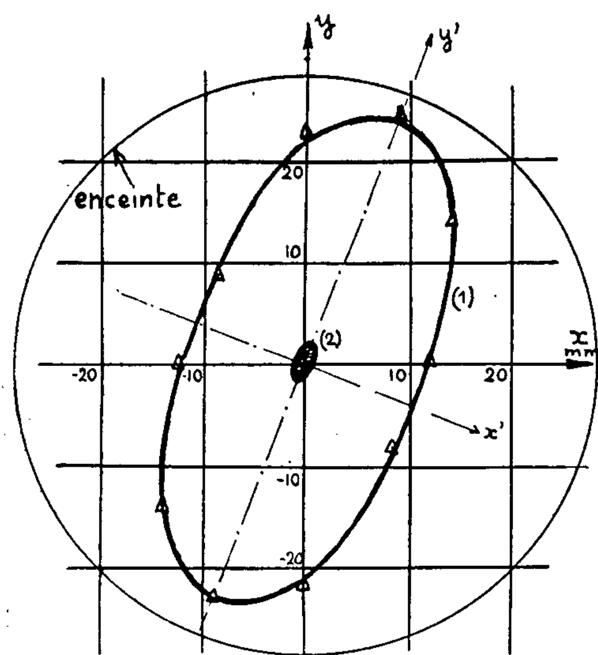


Fig. 4.

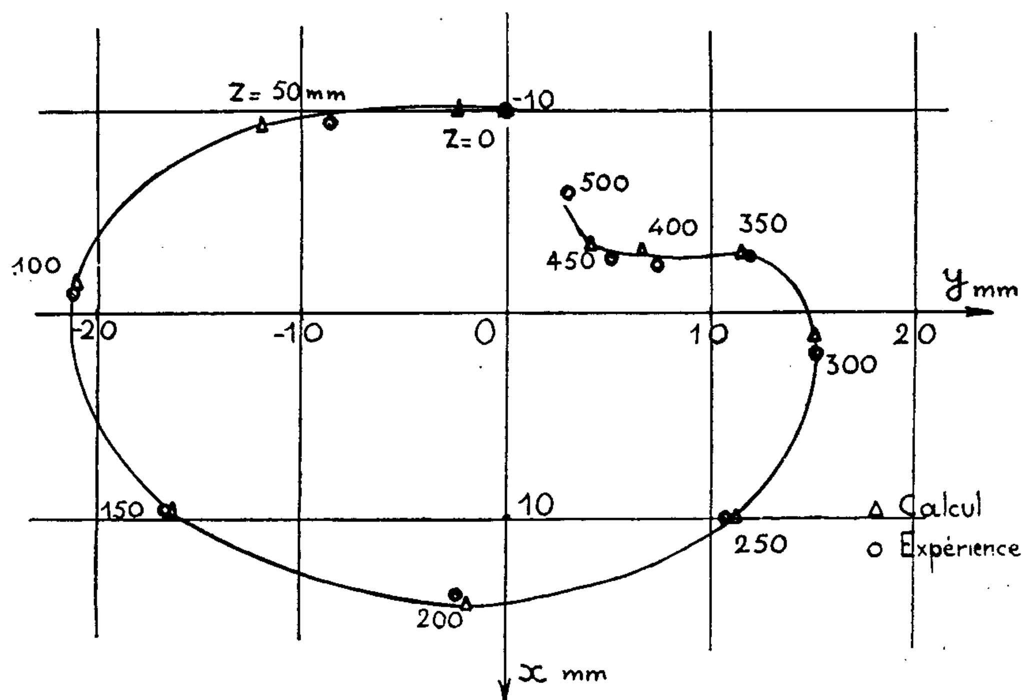


Fig. 3.

deux points de la trajectoire théorique et de la trajectoire expérimentale à l'intérieur de la lentille. La figure 3 donne dans le système d'axes mobiles l'une des trajectoires ainsi calculées et les points expérimentaux correspondants

(point B de la figure 2). L'accord est remarquable sur toute la longueur de L; ceci a été vérifié avec des conditions initiales très variées, même pour des rayons très éloignés de l'axe.

2° Nous avons déterminé l'acceptance de L_0 pour une source de rayonnement ponctuelle située sur l'axe en $z = -20$ cm. Tous les rayons issus de cette source S_0 et abordant le plan $z = 0$ à l'intérieur de l'ellipse (1) de la figure 4 peuvent sortir de L_0. Les axes de l'ellipse sont obliques par suite de l'existence du champ de fuite. Pour $\omega^2 < A_0$, les trajectoires deviennent très rapidement divergentes. Lorsque les intensités I_n sont doublées (A_0 doublé) tous les autres paramètres restant inchangés, l'acceptance de L_0 est considérablement réduite, bien que sa longueur ne représente que 1,5 fois le pas de l'hélice; les axes de l'ellipse n'ont plus que 5 et 2 mm respectivement, au lieu de 50 et 22 mm (*fig.* 4). Réciproquement, si la source S_0 émet en quantités égales des particules de moment p_0 et d'autres de moment p_1 tel que $p_1 = p_0/2$, le rapport des intensités du courant de particules transmises sera $(i)_{p_1}/(i)_{p_0} \simeq 10^{-2}$.

Une lentille de ce type, munie d'une carcasse et de pôles en acier doux (pour obtenir un gradient K suffisant) pourra être utilisée pour canaliser des particules de très haute énergie.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) M. Morpurgo, *On a μ-mesons focusing device* C. E. R. N.-S. C., 57-28, juillet 1957.

(2) F. Krienen, *Helical Lenses* C. E. R. N-S. C., 141 *bis*, avril 1957.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Mise en évidence par spectroscopie Raman de la formation des chloroiodures de phosphore lors du mélange de* PCl_3 *et de* PI_3. *Action de la lumière sur la composition de ces mélanges.* Note (*) de M. **Günther Schilling**, transmise par M. Jean Cabannes.

Dans les spectres Raman des mélanges de PCl_3 et de PI_3 on observe des fréquences nouvelles qui caractérisent les molécules mixtes PCl_2I et $PClI_2$ existant en équilibre avec les molécules iniales. La radiation 4 358 Å tend à déplacer l'équilibre par transformation des molécules PI_3 et $PClI_2$, très absorbantes pour cette radiation, en molécules PCl_2I qui le sont moins. Cette transformation est réversible.

L'étude des spectres Raman des mélanges de PCl_3 et de PI_3 met en évidence la formation des trihalogénures mixtes PCl_2I et $PClI_2$. Ces spectres ne sont pas en effet la simple juxtaposition des spectres de PCl_3 et PI_3. Il apparaît des fréquences nouvelles que l'on peut attribuer sans ambiguïté aux molécules PCl_2I et $PClI_2$: L'étude des spectres de la série complète des molécules PF_3, PF_2Cl, $PFCl_2$, PCl_3, isolables à l'état de pureté, a montré, comment évoluent les fréquences lors du remplacement successif d'un halogène par un autre (1). La figure 1 montre cette évolution. On voit que dans un mélange contenant

toutes les molécules, on peut identifier les fréquences de déformation de chacune des molécules et en particulier la fréquence δ_3. Par contre toutes les

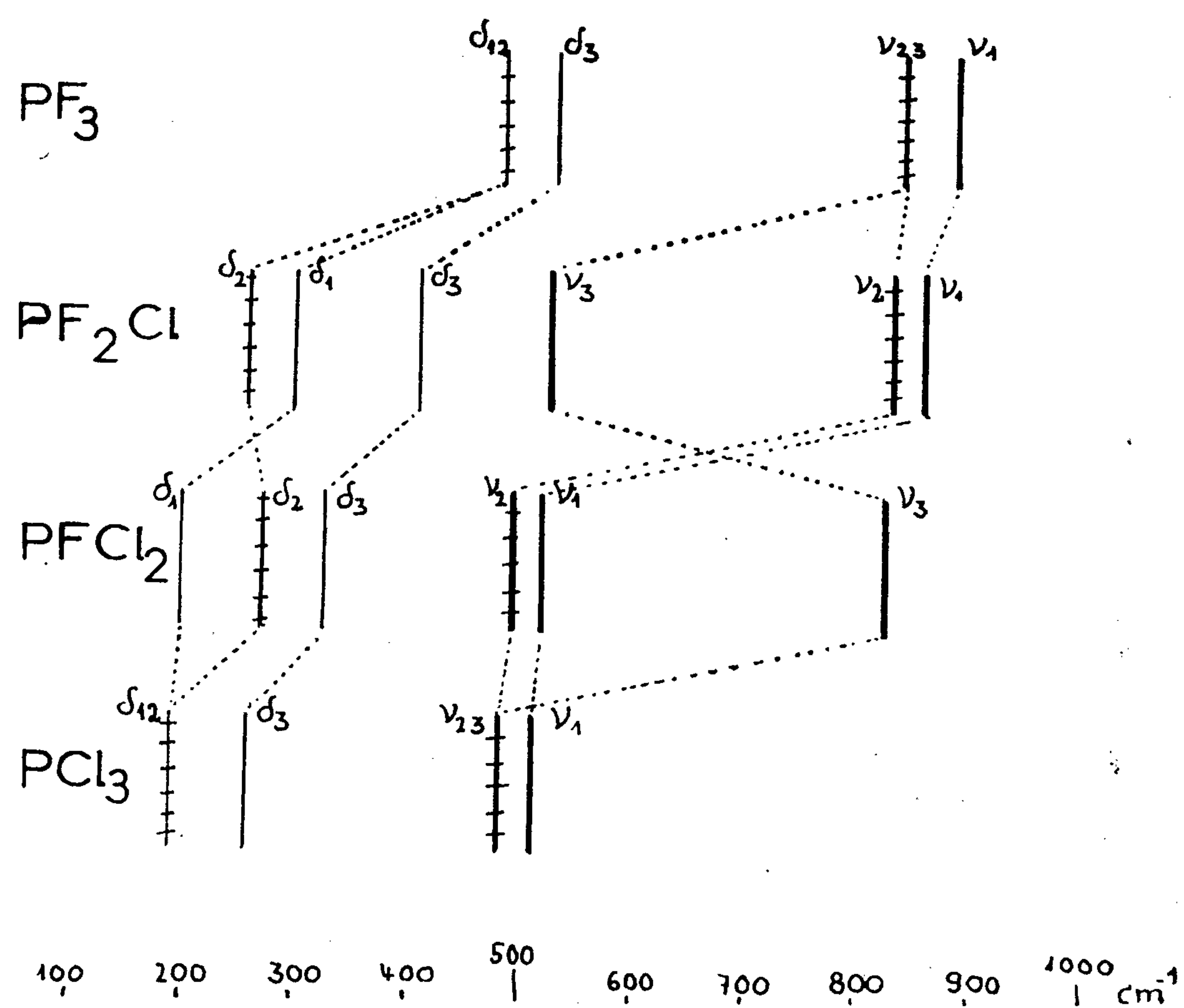


Fig. 1.

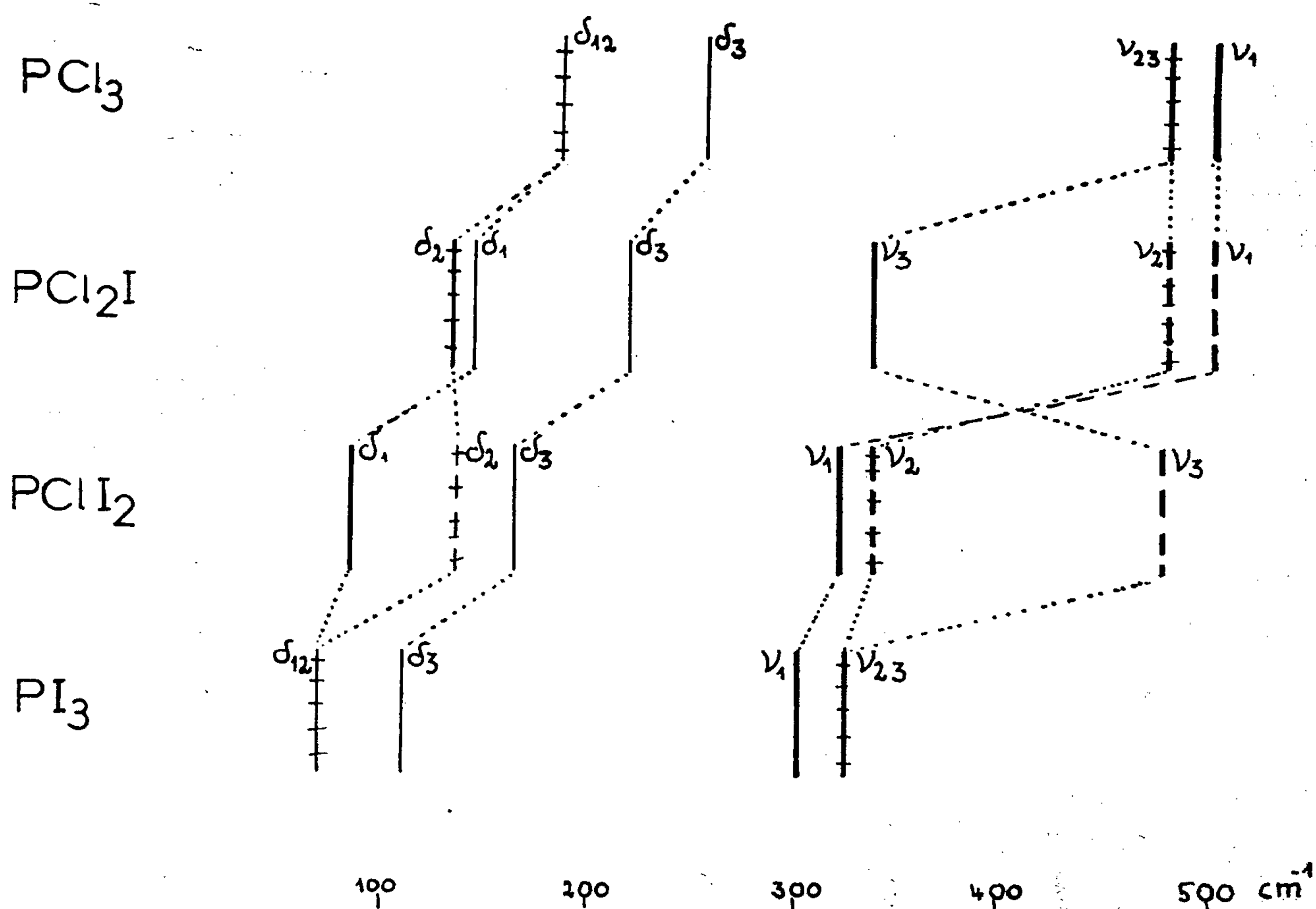


Fig. 2.

fréquences de valence doivent se trouver dans la région des doublets de fréquences de valence des halogénures initiaux ; elles ne seront donc pas toutes identifiables avec précision.

On a étudié toute une gamme de mélanges sans pouvoir cependant étudier ceux qui sont riches en PI_3, car ils sont trop absorbants.

On a ainsi pu attribuer à la molécule PCl_2I les fréquences de déformation $\delta_1 = 144\ \text{cm}^{-1}$ pol., $\delta_2 = 135\ \text{cm}^{-1}$ dépol., $\delta_3 = 222\ \text{cm}^{-1}$ pol. Seule la fréquence de valence $\nu_3 = 340\ \text{cm}^{-1}$ pol. a pu être déterminée. Les fréquences ν_1 et ν_2 se confondent avec le doublet ν_1, ν_{23} de PCl_3.

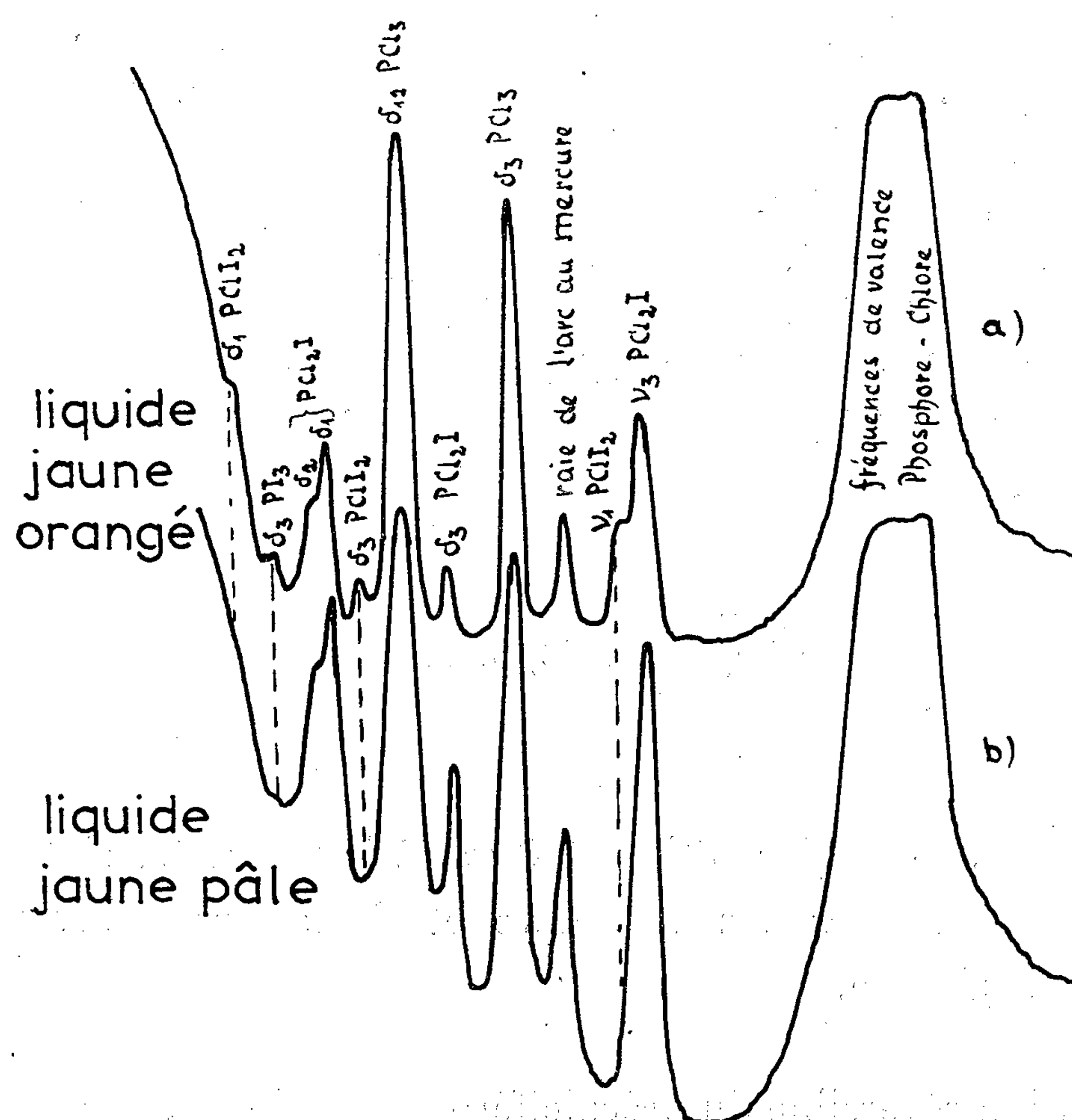


Fig. 3.

Pour le spectre de $PClI_2$ on a trouvé $\delta_1 = 87\ \text{cm}^{-1}$ pol., $\delta_3 = 165\ \text{cm}^{-1}$ pol. La fréquence δ_2 doit, comme c'est le cas pour $PFCl_2$, se situer dans la région des fréquences δ_1, δ_2 de PCl_2I et il n'a pas été possible de l'identifier. Parmi les fréquences de valence seule $\nu_1 = 324\ \text{cm}^{-1}$ a pu être pointée.

La figure 2 donne l'évolution des fréquences pour la série PCl_3, PCl_2I, $PClI_2$, PI_3 ; elle est identique à l'évolution observée pour les fluochlorures en ce qui concerne les fréquences de déformation. Pour les fréquences de valence elle est analogue, mais l'ordre des raies ν_{23}, ν_1 pour PI_3 et ν_1, ν_2 pour $PClI_2$ est inversé, ce qui semble dû au fait que l'atome de fluor est plus léger que l'atome de phosphore et l'atome de chlore a une masse du même ordre, tandis que l'atome

d'iode est beaucoup plus lourd. La formation des molécules PCl_2I et $PClI_2$ est donc établie d'une façon irréfutable.

Influence de la radiation 4 358 Å sur la composition du mélange :

L'irradiation des liquides par la raie 4 358 Å d'une lampe à vapeur de mercure de grande intensité (source Hilger) modifie la composition des mélanges et cette modification ne subsiste pas lorsqu'on cesse d'irradier. Les mélanges pauvres en PI_3 sont faciles à étudier car ils sont peu colorés. On a étudié un mélange contenant 7 mol de PI_3 pour 200 mol de PCl_3. Ce liquide est jaune orangé. On prend son spectre en éliminant la 4 358 Å au moyen d'un filtre jaune. On voit que le mélange est constitué par PCl_3, PCl_2I, $PClI_2$ et PI_3 (*fig.* 3*a*). On enlève alors le filtre jaune et on laisse le liquide dans la lampe pendant une quinzaine d'heures. Le liquide est devenu jaune très pâle. Son spectre (*fig.* 3*b*) montre que PI_3 et $PClI_2$ ont pratiquement disparu en se transformant, par réaction sur PCl_3, en PCl_2I. La teneur de ce corps par rapport à celle de PCl_3 a très nettement augmenté. PI_3 et $PClI_2$, corps colorés et très absorbants pour la raie 4 358 Å, ont réagi sous l'influence de cette radiation pour donner PCl_2I, moins coloré et moins absorbant. Si l'on enlève le mélange de la lampe, il a pratiquement retrouvé sa couleur et sa composition initiales au bout de cinquante minutes.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

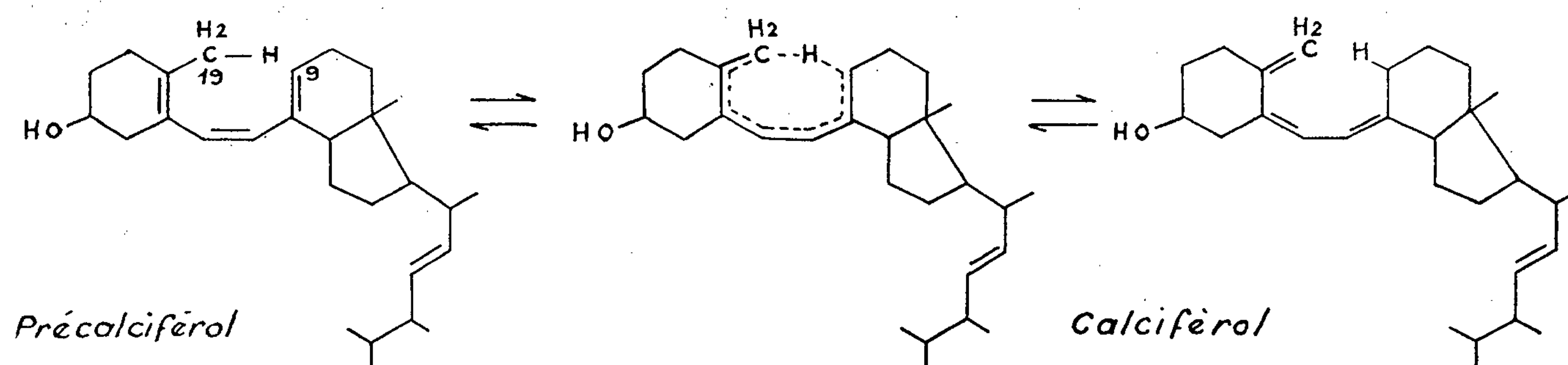
(1) DELWAULLE, *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 1391.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude cinétique de l'isomérisation précalciférol ⇌ calciférol.* Note (*) de MM. **Maurice Legrand** et **Jean Mathieu**, transmise par M. Charles Dufraisse.

L'isomérisation réversible du précalciférol en calciférol, décrite par Velluz et Amiard (1), (2), (3), présente de sérieuses difficultés d'interprétation théorique.

La réaction qui a lieu dès la température ambiante en solvant neutre, ne peut être tenue ni comme nucléophile ni comme électrophile, étant donné son insensibilité à la catalyse acide-base. On ne peut pour autant la considérer comme radicalique car elle n'est pas non plus influencée par les promoteurs ou les inhibiteurs.

L'hypothèse d'un transfert circulaire concerté, qui a été retenue dans le cas de nombreuses réactions thermiques (4), est compatible avec la migration non ionique de l'hydrogène de 19 en 9, lorsque le précalciférol se transforme en calciférol. Le mécanisme concerté intramoléculaire implique alors un état de transition cyclique avec une perte de degré de liberté de la molécule qui entraîne une diminution d'entropie (5).



L'entropie d'activation d'une réaction est fournie par la formule (a) déduite de la thermodynamique,

$$\Delta S = R \log e \left(\log A - \log \frac{k'}{h} \right), \qquad (a)$$

k' est la constante de Boltzmann, h celle de Planck, R celle des gaz et A la constante de proportionnalité caractéristique de la réaction dans l'équation d'Arrhenius (b),

$$k = A e^{-\left(\frac{E}{RT}\right)}. \qquad (b)$$

La détermination expérimentale des vitesses de réaction à différentes températures permet d'atteindre à la fois l'ordre, la constante de proportionnalité et l'énergie d'activation de la réaction.

Dans le cas de l'isomérisation du précalciférol, la réversibilité de la réaction nécessite en principe la connaissance supplémentaire de la constante d'équilibre. Toutefois, un procédé de calcul par approximation a permis d'éviter la mesure directe, toujours délicate, de cette valeur.

L'augmentation de concentration du dinitrobenzoate de calciférol au cours du temps a été déterminée par spectrographie infrarouge ([6]) sur la bande du méthylène, à 891 cm^{-1}. On a opéré avec des solutions benzéniques du produit placées en ampoules scellées sous vide et maintenues dans un thermostat réglé à ± 0°,05.

t °C.	$kc.10^5\ s^{-1}$.	$kp.10^5\ s^{-1}$.
40	0,3	1,83
50	1,0	4,64
60	3,4	12,24
70	9,3	27,72

Les vitesses de transformation des dinitrobenzoates (kc calciférol → précalciférol et kp précalciférol → calciférol) ainsi obtenues permettent de calculer l'énergie et l'entropie d'activation des réactions c et d. Elles révèlent un dégagement d'environ 5 000 cal lorsque se forme le calciférol par isomérisation spontanée du précalciférol.

(c) Précalciférol → Calciférol.

$\Delta E = -19\,600 \pm 2,5\ \%$ cal, $\Delta S_{60°} = -3,4 \pm 10\ \%$ e. u.

(d) Calciférol → Précalciférol.

$\Delta E = -25\,000 \pm 5\ \%$ cal, $\Delta S_{60°} = -1,0 \pm 20\ \%$ e. u.

Les valeurs négatives et faibles d'entropie d'activation sont compatibles avec le transfert circulaire. Elles sont en effet du même ordre que celles qu'on a observées avec des réactions se prêtant à admettre un état de transition cyclique [7], [8], [9], [10].

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) L. Velluz, G. Amiard et A. Petit, *Bull. Soc. Chim.*, [5], 16, 1949, p. 501.

(2) L. Velluz et G. Amiard, *Bull. Soc. Chim.*, 1955, p. 205.

(3) L. Velluz, G. Amiard et B. Goffinet, *Bull. Soc. Chim.*, 1955, p. 1341.

(4) J. Mathieu et J. Valls, *Bull. Soc. Chim.*, 1957, p. 1509.

(5) A. Verloop, A. L. Koevoet et E. Havinga, *Rec. Trav. Chim.*, Pays-Bas, 76, 1957, p. 689.

(6) Mesures effectuées par Mlle J. Fabian sur un appareil Perkin-Elmer, simple faisceau, modèle 112 (précision ± 5 %).

(7) L. Stein et G. W. Murphy, *J. Amer. Chem. Soc.*, 74, 1952, p. 1041.

(8) G. L. O'Connor et H. R. Nace, *J. Amer. Chem. Soc.*, 75, 1953, p. 2118.

(9) A. T. Blades, *Can. J. Chem.*, 32, 1954, p. 366.

(10) S. J. Rhoads et R. L. Crecelius, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 5057.

CINÉTIQUE CHIMIQUE. — *Influence de la fonction d'acidité sur la vitesse de condensation oléfine-formol.* Note (*) de MM. **Michel Hellin** et **Fernand Coussemant**, présentée par M. Paul Pascal.

En phase aqueuse, la condensation du formol et des oléfines (réaction de Prins) est catalysée par les acides forts concentrés (5 à 45 % en poids pour l'acide sulfurique). L'étude cinétique montre que la vitesse de réaction est proportionnelle à la fonction d'acidité h_0 de Hammett.

La réaction de condensation oléfine-formol, effectuée en solution aqueuse d'acide sulfurique, donne naissance essentiellement aux méta-dioxanes. C'est ainsi qu'avec le propène, on obtient le méthyl-4 métadioxane accompagné d'une faible proportion de butanediol-1.3 et de produits de condensation supérieure. L'acide n'est pas consommé et agit comme catalyseur.

Pour les oléfines gazeuses étudiées, la vitesse de réaction est déterminée par mesure de la variation en fonction du temps soit de la pression d'oléfine, à volume constant, soit du volume à pression constante. Cette technique opératoire permet d'étudier l'ordre par rapport à chacun des réactifs. On trouve ainsi que cette réaction est d'ordre 1 par rapport à l'oléfine et par rapport au formol. L'équation de vitesse globale s'écrit alors, pour des conditions d'acidité données :

$$V = k_{H^+} P [F], \qquad (1)$$

Dans cette expression, V est la vitesse ramenée à l'unité de volume de solution aqueuse, P est la pression d'oléfine, [F] la concentration de formol, et k_{H^+} une constante.

La variation de k_{H^+} en fonction de l'acidité du milieu traduit l'influence de cette dernière sur la réaction.

On peut envisager que l'ion hydrogène intervienne dans la vitesse de réaction par sa concentration élevée à un ordre n bien défini :

$$k_{H^+} = k[H^+]^n. \qquad (2)$$

Traduite en coordonnées logarithmiques, cette expression devrait donner une droite de pente n. Comme le montre la figure 1, les résultats expérimentaux ne corroborent pas cette hypothèse : l'ordre n varie considérablement, de 1 à plus de 5, lorsque l'acidité croît, et l'on ne peut rendre compte simplement ni de cette variation, ni des valeurs élevées trouvées pour les fortes concentrations en acide.

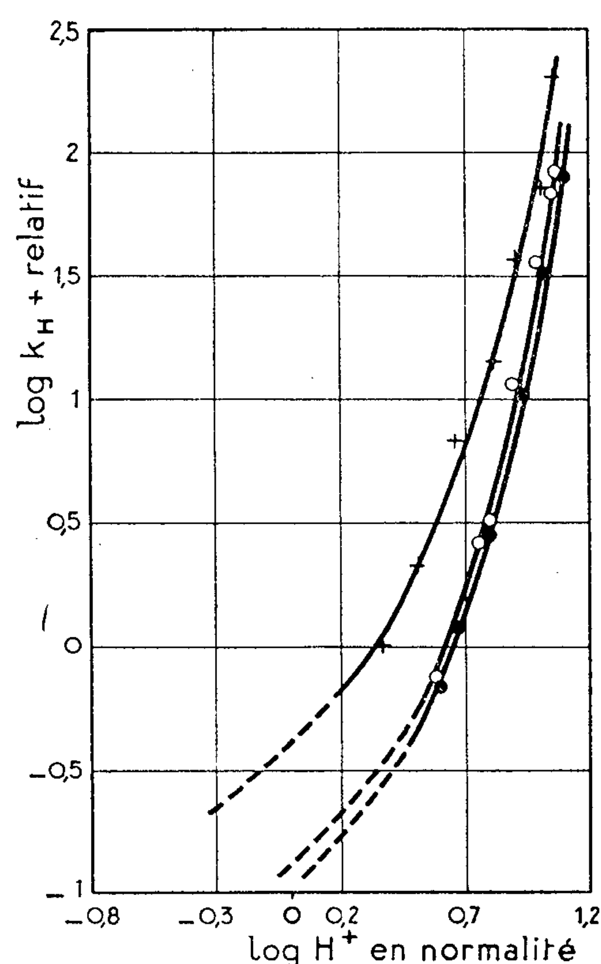


Fig. 1.

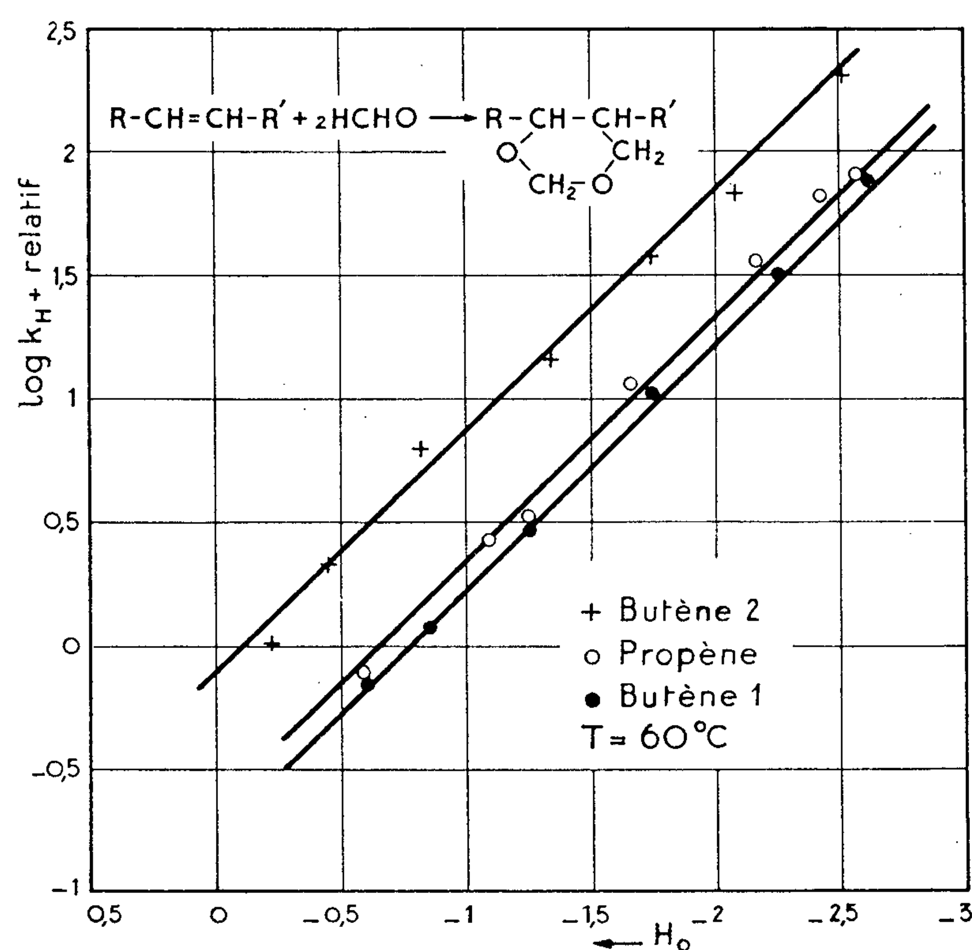


Fig. 2.

On sait par ailleurs qu'on peut caractériser l'acidité du milieu réactionnel par une fonction h_0, dite fonction d'acidité, liée non pas à la concentration proprement dite mais à l'activité du proton, et définie comme suit.

L'équilibre auquel donne lieu une base B :



$$B + H^+ \rightleftharpoons BH^+ \qquad (3)$$

peut être caractérisé par la constante d'acidité de son acide conjugué BH^+ :

$$K_{BH^+} = \frac{a_B\, a_{H^+}}{a_{BH^+}}. \qquad (4)$$

En écrivant l'activité a sous la forme habituelle du produit de la concentration

par le coefficient d'activité f, on obtient

$$\frac{[BH^+]}{[B]} = \frac{1}{K_{BH^+}}\left(a_{H^+}\frac{f_B}{f_{BH^+}}\right). \tag{5}$$

Cette expression signifie que le degré de transformation de la base en son acide conjugué dépend d'une part de sa tendance à accepter le proton, représentée par $1/K_{BH^+}$, et d'autre part de la tendance de la solution à céder le proton, représentée par le terme entre parenthèses qui est, par définition, la fonction h_0 (1), (2).

$$h_0 = a_{H^+}\frac{f_B}{f_{BH^+}}. \tag{6}$$

A partir de l'expression (5), il est possible de mesurer cette fonction. Elle n'aura de sens que si le rapport des coefficients d'activité ne dépend pas de B; ceci a été prouvé expérimentalement en solution aqueuse pourvu qu'on se tienne à des bases de même type électrique, par exemple à des bases neutres (1).

Par analogie avec le pH, on utilise la fonction d'acidité sous la forme :

$$H_0 = -\log h_0 \tag{7}$$

qui ne se confond avec le pH que si les coefficients d'activité tendent vers 1, c'est-à-dire en solution aqueuse diluée.

La relation (5) entre la fonction d'acidité et le degré de transformation d'une base en son acide conjugué conduit à écrire, pour les réactions impliquant un équilibre préalable du même type :

$$k_{H^+} = kh_0 \quad \text{ou} \quad \log k_{H^+} = \log k - H_0. \tag{8}$$

Selon l'expression (8), on doit obtenir une droite de pente -1 en portant $\log k_{H^+}$ en fonction de H_0. La figure 2 montre que tel est effectivement le cas pour le propène et les butènes normaux. Il faut noter que les valeurs de H_0 utilisées sont celles qu'a déterminées Hammett dans les milieux eau-acide sulfurique, alors que dans le cas présent, le mélange réactionnel contient en outre du formol. Il est cependant justifié de rendre compte des résultats de cette façon car on a pu montrer que, dans le domaine exploré, la présence de formol se traduit, du point de vue de l'acidité, par une simple translation de l'échelle de H_0 (3). On a donc :

$$V = kP[F]h_0. \tag{9}$$

Cet exemple constitue une confirmation expérimentale nouvelle du fait que la fonction d'acidité permet, dans certain cas, de coordonner les résultats obtenus en catalyse acide. Le remplacement de la concentration en ion hydrogène par cette fonction a pour but de tenir compte, d'une manière globale, des changements de milieux qui se produisent lorsqu'on modifie notablement la concentration de l'acide employé comme catalyseur.

La relation entre la vitesse de réaction et la fonction d'acidité est en outre un élément essentiel pour toucher le mécanisme intime de la transformation. Ce point fera l'objet d'une publication ultérieure.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

([1]) L.-P. HAMMETT et A.-J. DEYRUP, *J. Amer. Chem. Soc.*, 54, 1932, p. 2721; L.-P. HAMMETT et M.-A. PAUL, *J. Amer. Chem. Soc.*, 56, 1934, p. 827.

([2]) J.-C. JUNGERS et F. COUSSEMANT, *Revue I. F. P.*, 11, 1956, p. 665.

([3]) B. TORCK, résultats non publiés.

(*Institut Français du Pétrole, Rueil-Malmaison.*)

MÉTALLOGRAPHIE. — *Établissement des diagrammes d'équilibre des alliages binaires par des expériences de diffusion intermétallique. Application au système uranium-zirconium.* Note (*) de MM. **JEAN PHILIBERT** et **YVES ADDA**, présentée par M. Georges Chaudron.

Les courbes concentration-pénétration relatives à des couples de diffusion de deux métaux A et B présentent des discontinuités de concentration, qui correspondent aux intersections isothermes des courbes de solubilité du diagramme d'équilibre. Application à l'établissement du diagramme uranium-zirconium.

Les méthodes usuelles d'élaboration du diagramme d'équilibre des alliages binaires (analyse thermique, micrographie, dilatométrie, etc.) nécessitent la préparation d'une série d'alliages, si bien qu'elles conduisent à explorer ce diagramme par des sections verticales. Il est encore possible d'étudier celui-ci par des *sections horizontales* (isothermes) : on peut suivre, par exemple, l'évolution d'une propriété d'un métal A à mesure qu'on l'enrichit en un autre élément B ([1]). On peut encore — et c'est une méthode très générale — étudier la diffusion chimique des deux métaux A et B. Sur une section perpendiculaire au front de diffusion on observera des bandes parallèles correspondant à une série de phases successives α, β, ... La courbe concentration-pénétration présente alors une discontinuité à chaque interface entre phases ([2]), ([3]), la concentration passant brusquement de C_1 à C_2 : ces deux valeurs C_1 et C_2 correspondent aux sections isothermes des courbes d'équilibre du diagramme (*fig.* 1).

Cette méthode a l'avantage de n'utiliser que des métaux purs, en s'affranchissant de la préparation d'alliages. Nous l'avons appliquée à plusieurs reprises et notamment au système uranium-zirconium, à l'occasion de recherches sur la diffusion. Nous avons utilisé de l'uranium « C. E. A. » et des zirconiums Kroll (impuretés principales O, N, C) et Van Arkel. La méthode de préparation des couples de diffusion a été décrite précédemment ([4]).

Les courbes $c(x)$ sont établies point par point en analysant de petites

régions de moins de 2 μ au moyen de la microsonde électronique Castaing (*fig.* 2). Nous avons pu mesurer les concentrations jusqu'à 1 μ des interfaces

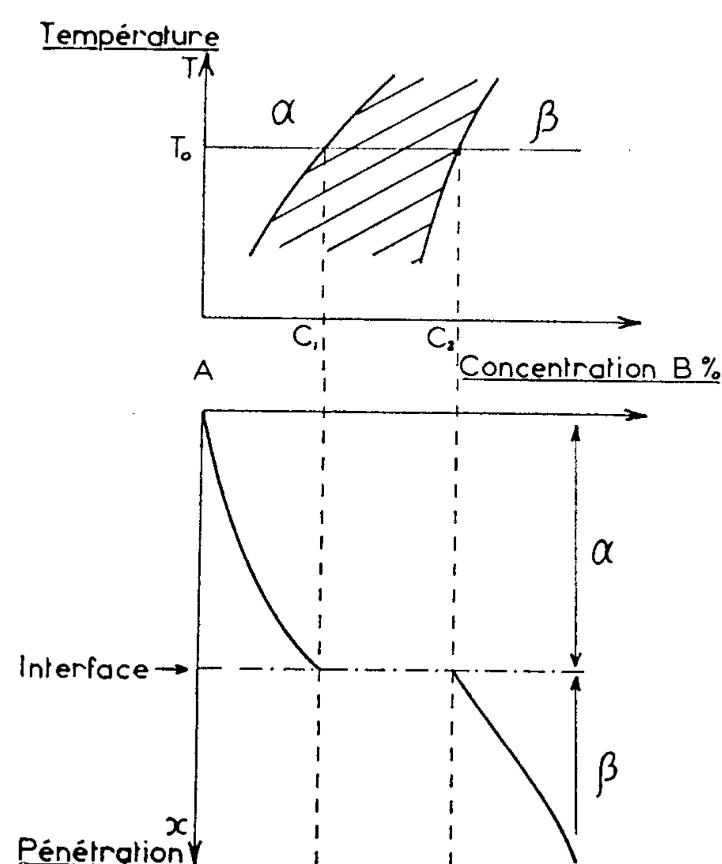


Fig. 1.

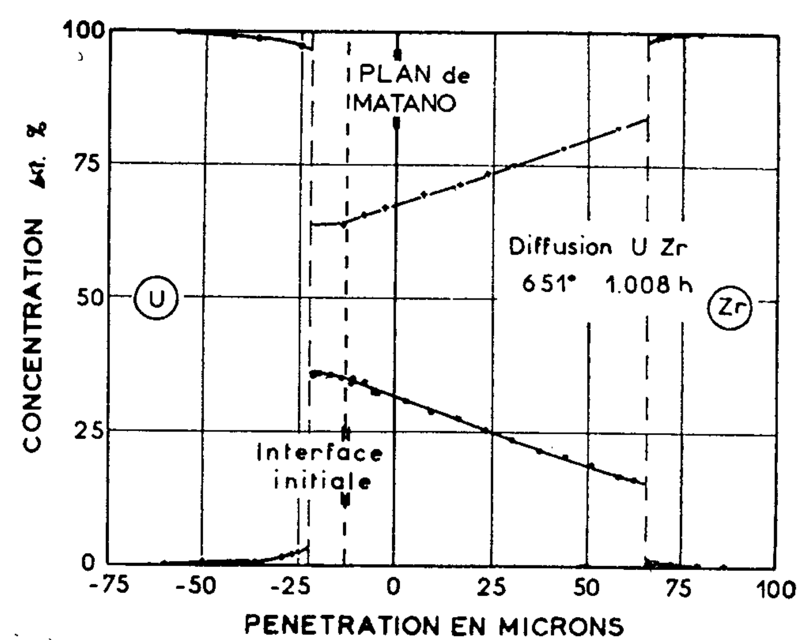


Fig. 2.

entre phases adjacentes et vérifier que les concentrations limites C_1 et C_2 sont bien les valeurs d'équilibre : pour cela nous avons vérifié qu'elles

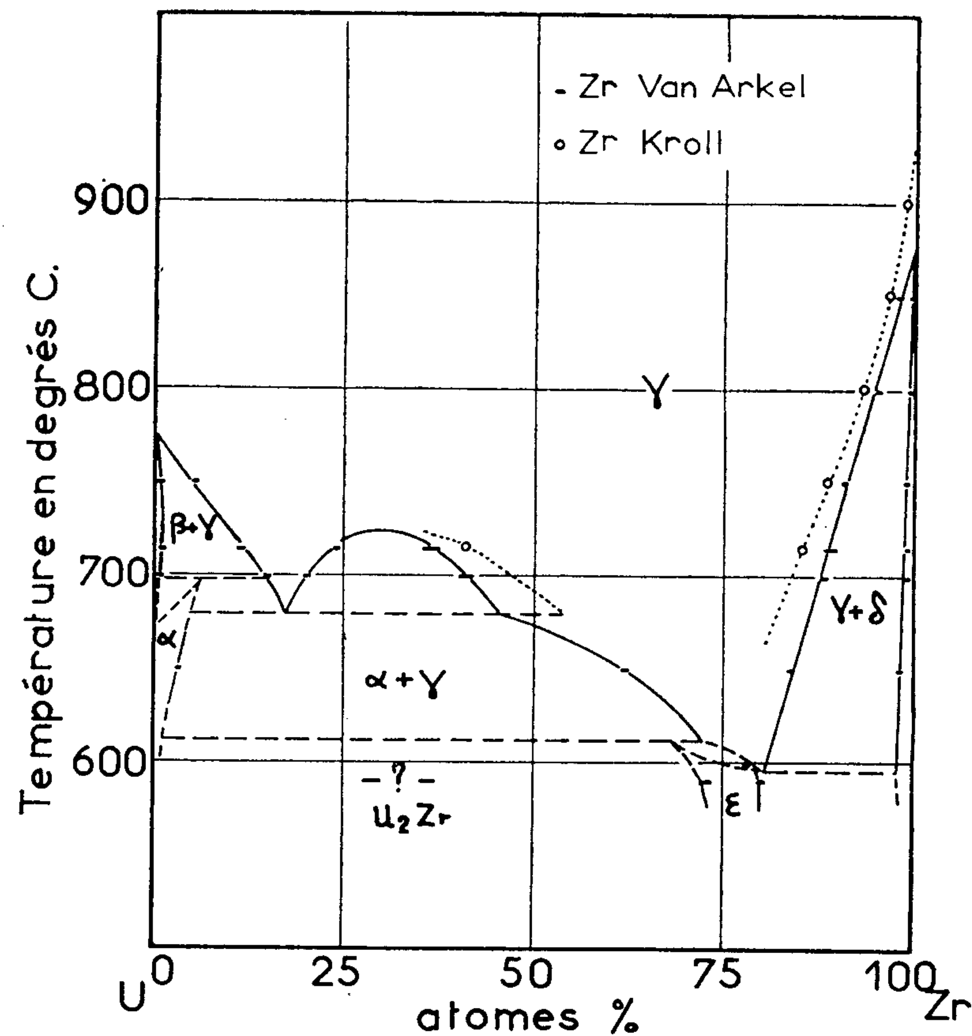


Fig. 3. — Diagramme uranium-zirconium. Les résultats de la présente étude sont indiqués par les courbes en trait plein (zirconium Van Arkel) ou en pointillé (zirconium Kroll) et complétés d'après la référence ([5]) par les courbes en tiret.

étaient constantes pour des durées de diffusion très variables; la figure 4 en donne un exemple. Remarquons que de telles vérifications ne sont possibles qu'avec des analyses faites très près de l'interface, et que c'est à cette seule condition qu'on pourra s'assurer que les conditions d'équilibre sont bien

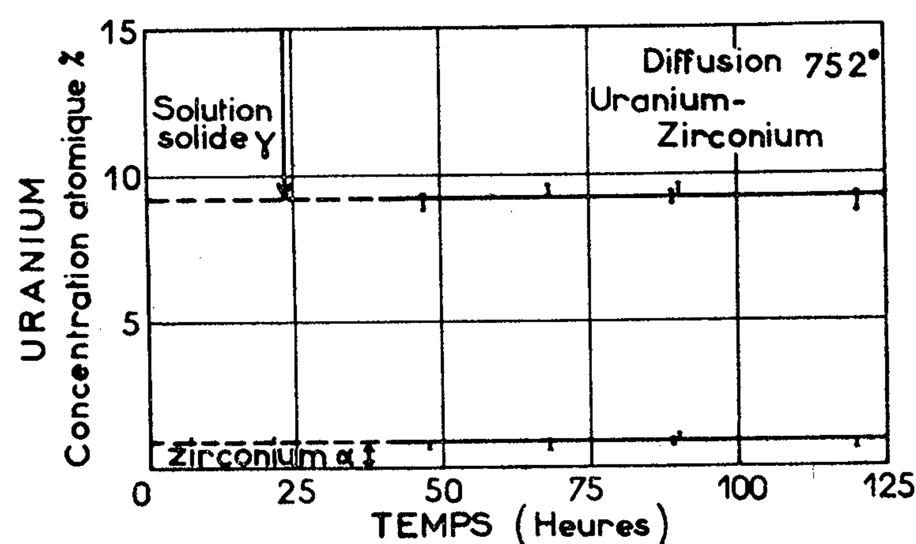


Fig. 4.

remplies. C'est ainsi que dans le cas de la diffusion biphasée U — Mo, nous avons pu constater qu'à 10 μ de l'interface la concentration pouvait différer de plus de 5 at. % de la concentration mesurée à 1 μ de celui-ci.

Nos résultats sont rassemblés dans le diagramme de la figure 3. Nous nous sommes limités d'une part à l'état solide, et, d'autre part, du côté des basses températures, à 590° : à cette température en effet un traitement de 1 500 h ne permet d'obtenir qu'une zone de diffusion d'une dizaine de microns. Enfin le diagramme a été complété par des mesures des températures eutectoïdes et péritectoïdes effectuées par analyse thermique au laboratoire de métallurgie du C. E. N de Saclay ([5]).

Ces résultats appellent plusieurs remarques. Du côté uranium, ils sont en bon accord avec des diagrammes précédemment publiés ([6]). Il n'en est plus de même pour les fortes teneurs en zirconium. De plus, on notera les très notables différences entre les courbes de solubilité relatives aux zirconium Kroll et Van Arkel, en ce qui concerne les limites du domaine γ. Ces divergences peuvent être imputées aux impuretés du zirconium Kroll, et en particulier à l'oxygène ([7]). Les diagrammes déjà cités ([6]) sont d'ailleurs assez voisins des courbes relatives au Kroll de la figure 3.

Les mêmes remarques s'appliquent aux limites de la phase ε, que nous trouvons plus à droite (plus riche en zirconium) que sur les diagrammes déjà publiés ([6]) ([7]). Or un diagramme ternaire U-Zr-O ([7]) montre que l'oxygène a pour effet de déplacer vers la gauche le domaine d'équilibre de la phase ε. On peut donc penser que là encore les différences sont une question de pureté. Ajoutons que des essais à 590° semblent montrer, outre la phase ε, l'existence d'une autre phase vers la concentration 33 % atomique en zirconium.

En conclusion, nous pensons que les divergences entre les divers diagrammes proposés sont dues à des impuretés; en particulier les alliages riches en zirconium sont toujours un peu pollués par l'oxygène. Ceci montre tout l'intérêt de la méthode de diffusion qui nous a permis de profiter de toute la pureté des métaux de départ. Finalement nous proposons pour courbes de solubilité les courbes en trait plein de la figure 3, relatives au zirconium Van Arkel.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

(1) G. Collette et L. Jacque, *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 1267.
(2) W. Seith, *Diffusion in Metallen*, 1955, p. 157 et suiv.
(3) H. Buckle et J. Descamps, *Revue de métallurgie*, **48**, 1951, p. 569.
(4) Y. Adda et J. Philibert, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 3081; *Revue de Métallurgie*, **54**, 1957, p. 597.
(5) J. Bellot, Communication privée.
(6) Voir par exemple : A. N. Holden et W. E. Seymour, *J. Amer. Inst. Chem. Eng.*, 1955.
(7) H. A. Saller, F. A. Rough et A. A. Bauer, *Am. Soc. Mech. Eng.*, 57, N.E.S.C.—20.

RADIOCHIMIE. — *Effet des ions chlore sur la formation radiochimique de l'eau oxygénée.* Note (*) de Mme **Anne-Marie Koulkès-Pujo**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Il est connu (1), (2), (3), (4), (5), (6) qu'en milieu acide et en présence d'halogénures, la formation d'eau oxygénée, par irradiation aux rayonnements γ de ^{60}Co, est influencée par ces solutés. C'est ainsi que par irradiation de solutions de bromures alcalins, différents auteurs (1), (3), (4) ont constaté une diminution dans la formation de l'eau oxygénée en présence d'air et la formation d'eau oxygénée en solution désaérée, phénomène non observé dans l'eau pure. En absence d'air, la quantité d'eau oxygénée formée est indépendante de la concentration en BrK et du pH; par contre, en présence d'air elle dépend de ces deux facteurs.

En ce qui concerne les chlorures, Sworski (4) a étudié l'influence de leur concentration sur le rendement en H_2O_2, en présence d'air et aux pH 0,87 et 2.

Il nous semblait intéressant d'effectuer une étude systématique de l'influence des ions chlore sur la décomposition de l'eau par les rayons γ de ^{60}Co, dans un domaine de pH aussi vaste que possible et ceci en présence et en absence d'air. Les essais ont été effectués dans les zones de pH correspondant aux milieux acide, neutre et franchement alcalin, soit : entre 0-6 et 11-14.

En présence d'air, nous avons tout d'abord comparé la quantité d'eau oxygénée formée, pour une intensité constante voisine de $5,8.10^{18}$ eV.h^{-1}.cm^{3}, dans l'acide chlorhydrique et dans l'acide sulfurique. Le comportement tout à

fait différent de ces deux acides nous a incitée à voir si le rôle des ions Cl^- déjà constaté ([4]) est indépendant du pH. Sur la figure 1, est portée la quantité d'eau oxygénée formée en fonction du pH, pour une dose constante de 85.10^{18} eV/cm³, dont le choix a été expliqué précédemment ([7]).

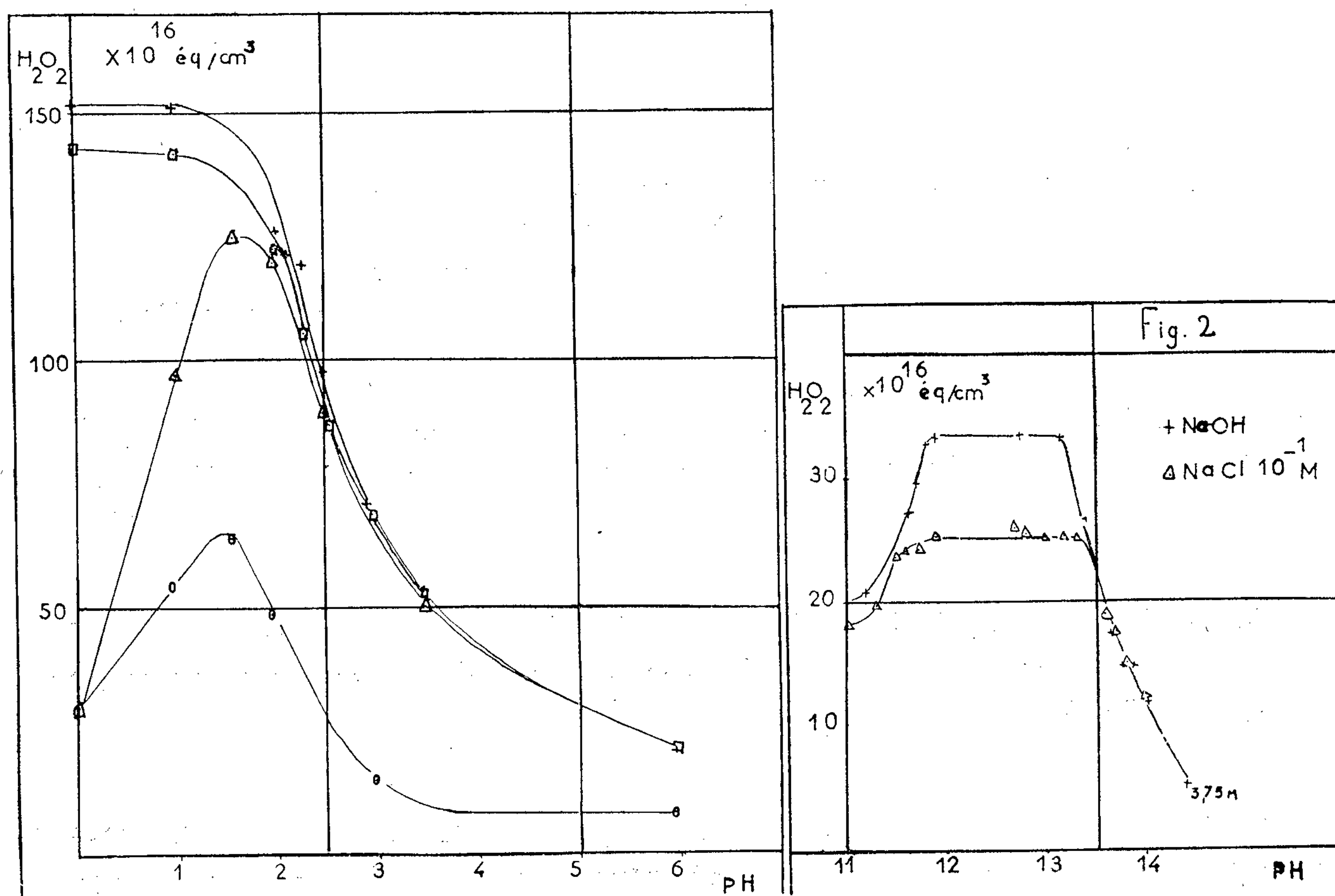


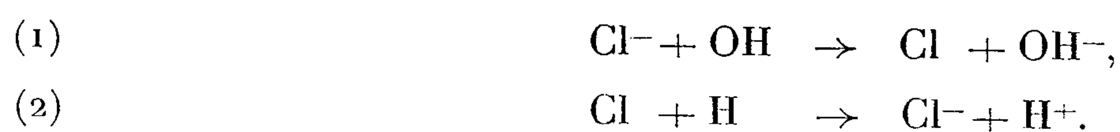
Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 1. — Formation de H_2O_2 en fonction du pH
+ H_2SO_4; ⊡ H_2SO_4 en présence de $[Cl^-] = 10^{-3}$ M. △ HCl; ⊙ HCl + NaCl à $[Cl^-]$ = Cte = 0,8 M.

On voit que dans le cas de ClH, la quantité de H_2O_2 croît d'abord avec le pH de 0 à 1,6, passe par un maximum à ce pH, puis décroît rapidement aux environs de pH $\simeq$ 2,5. A partir de pH $\simeq$ 3,5 et au-delà, l'eau oxygénée se forme en quantités équivalentes dans les solutions de ClH et de SO_4H_2. C'est cette augmentation de la quantité d'eau oxygénée formée jusqu'au pH $\simeq$ 1,6 qui nous a conduite à étudier l'effet de deux concentrations en chlorure : 10^{-3} M et 0,8 M, pour des pH compris entre 0 et 6. Pour la première de ces deux concentrations, l'allure de la courbe est semblable à celle obtenue avec SO_4H_2, mais l'eau oxygénée est formée en quantités plus faibles. Pour la concentration 0,8 M en Cl^-, on constate de nouveau un maximum aux environs de pH $\simeq$ 1,6, une chute vers pH $\simeq$ 2,5 et un effet inhibiteur qui se poursuit au-delà du milieu acide, contrairement à ce que l'on avait supposé jusqu'à présent ([4]), ([6]). Il est à noter, en passant, que le pH $\simeq$ 1,6, semble favorable à la formation de H_2O_2 aussi bien dans ClH que dans SO_4H_2.

Nous avons enfin entrepris une étude en milieu alcalin, pour voir si, éventuellement, il y avait formation d'eau oxygénée par radiolyse de l'eau en présence et en absence de ClNa. La figure 2 représente les résultats obtenus de pH 11 à 14 dans NaOH et dans NaOH contenant ClNa 0,1 M, pour une dose constante de 85.10^{18} eV/cm^3. La formation d'eau oxygénée est moindre en présence de ClNa que dans la soude pure, jusqu'au pH $\simeq$ 13,35, à partir duquel l'eau oxygénée décroît de la même façon, que l'on soit ou non en présence de ClNa. C'est donc seulement à partir de ce pH que l'effet inhibiteur dû aux ions chlore s'annule.

Interprétation des résultats. — En général, on admet que l'ion Cl^- joue un rôle analogue à celui d'un catalyseur négatif dans la formation radiochimique de H_2O_2, par le jeu des réactions suivantes :



(1) $Cl^- + OH \rightarrow Cl + OH^-$,

(2) $Cl + H \rightarrow Cl^- + H^+$.

En présence d'air, selon Haissinsky [5], le radical Cl réagirait sur HO_2, en milieu acide de la façon suivante :



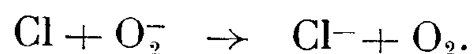
(3) $Cl + HO_2 \rightarrow Cl^- + H^+ + O_2$

et c'est cette réaction qui serait responsable de l'effet inhibiteur, par sa compétition avec la réaction



(4) $HO_2 + HO_2 \rightarrow H_2O_2 + O_2$.

Cette hypothèse paraît se vérifier par les résultats obtenus tout au long de la courbe en substituant à partir de pH $\simeq$ 2,5 la réaction (3) par la réaction (3') :



$$Cl + O_2^- \rightarrow Cl^- + O_2.$$

Mais si l'on examine la partie de la courbe correspondant aux pH inférieurs à 1,6, on voit que dans cette zone la quantité d'eau oxygénée formée décroît avec l'augmentation de l'acidité et l'on ne constate pas de palier comme dans le cas de SO_4H_2. On peut donc admettre que la formation du radical Cl est favorisée aux pH très bas bien qu'on n'en voit pas apparemment la raison.

Aux pH $\geq$ 1,6 l'effet dû aux ions chlore semble devenir indépendant du pH, et la décroissance de la formation de H_2O_2 peut être attribuée à la dissociation du radical HO_2, tout comme pour SO_4H_2. Les deux courbes, en présence ou en absence de Cl^-, présentent en effet la même allure.

En ce qui concerne le milieu alcalin, la chute de l'effet d'inhibition au pH $\simeq$ 13,35 semblerait confirmer l'hypothèse que nous avions déjà faite [7], à savoir qu'à ce pH, le radical OH se dissocie lui-même en :



$$OH \rightarrow O^- + H^+.$$

Il semble donc justifié d'admettre que la réaction de O^- avec Cl^- est peu

probable, ceci en accord avec l'hypothèse de Haïssinsky à savoir que les réactions où un simple transfert de charge intervient sont plus probables que celles qui impliquent une rupture de liaison ou une répulsion électrostatique. Ceci expliquerait la non-influence de Cl^- en milieu alcalin.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) FRICKE, *J. Chem. Phy.*, 3, 1935, p. 596.
(2) LEFORT, *J. Chim. Phys.*, 47, 1950, p. 777.
(3) HOCHANADEL, *J. Phy. Chem.*, 56, 1952, p. 587-594.
(4) SWORSKI, *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 4687.
(5) HAÏSSINSKY, *J. Chim. Phys.*, 53, 1956, p. 542.
(6) ALLEN, HOCHANADEL, GHORMLEY, et DAVIS, *J. Phys. Chem.*, 56, 1952, p. 575.
(7) KOULKÈS-PUJO, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1865.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur la décomposition thermique, en atmosphère d'azote, de la variété orthorhombique non stœchiométrique du bioxyde de plomb.* Note (*) de MM. **RAYMOND WEISS** et **RENÉ FAIVRE**, transmise par M. Georges Chaudron.

Dans une Note antérieure (1) nous avons décrit la préparation et établi la structure d'une nouvelle variété non stœchiométrique de bioxyde de plomb dont la symétrie est orthorhombique. Dans la présente Note nous étudions la décomposition thermique de cet oxyde.

Cette décomposition diffère de celle de l'oxyde puce normal sur deux points importants :

Effectuée, en atmosphère d'azote à une température inférieure à 600° C (température de dissociation rapide du minium) elle est complète et donne

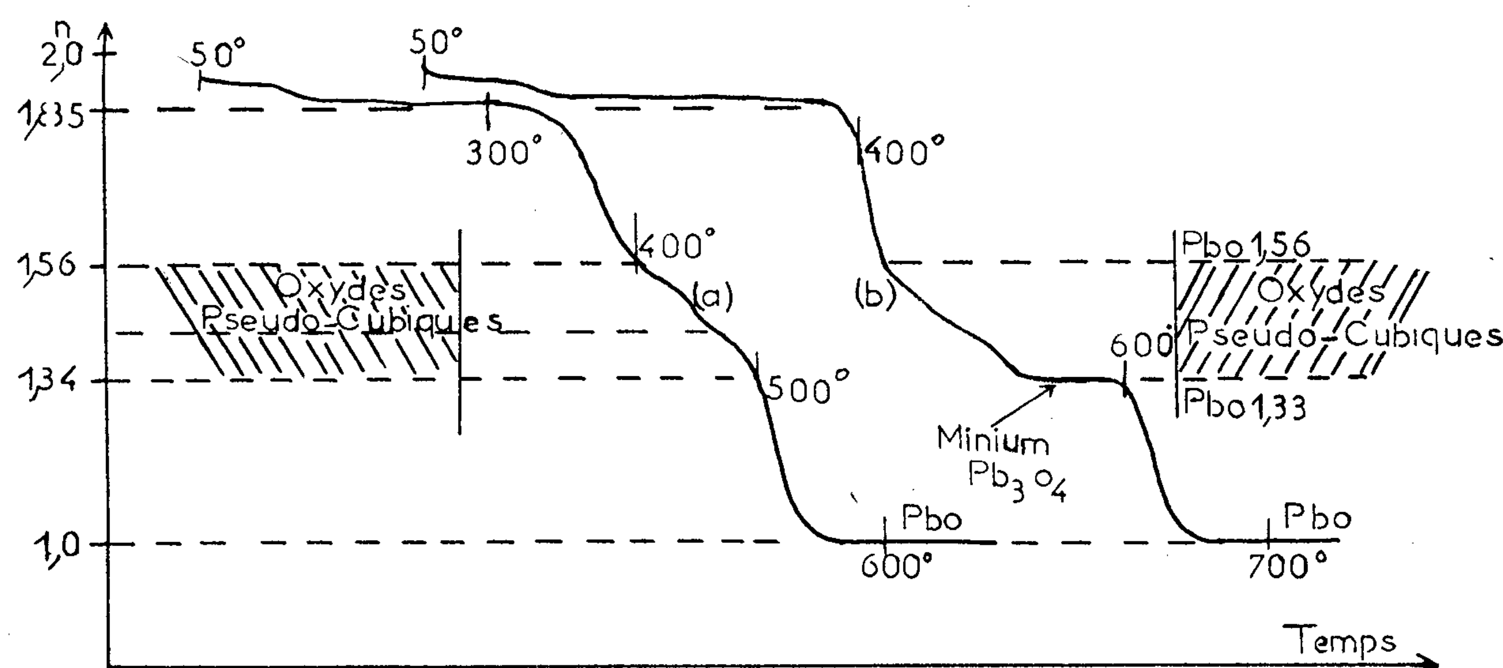


Fig. I. — Courbes d'Analyse thermogravimétrique du bioxyde orthorhombique (*a*) et du bioxyde quadratique normal (*b*) en température croissante (35° C/h).

directement le protoxyde de plomb PbO (*fig.* I et II) comme nous l'avons montré récemment (2) ainsi que L. Seigneurin et J. Brenet (3). Rappelons que,

dans les mêmes conditions, la décomposition thermique de l'oxyde puce normal conduirait au minium Pb_3O_4.

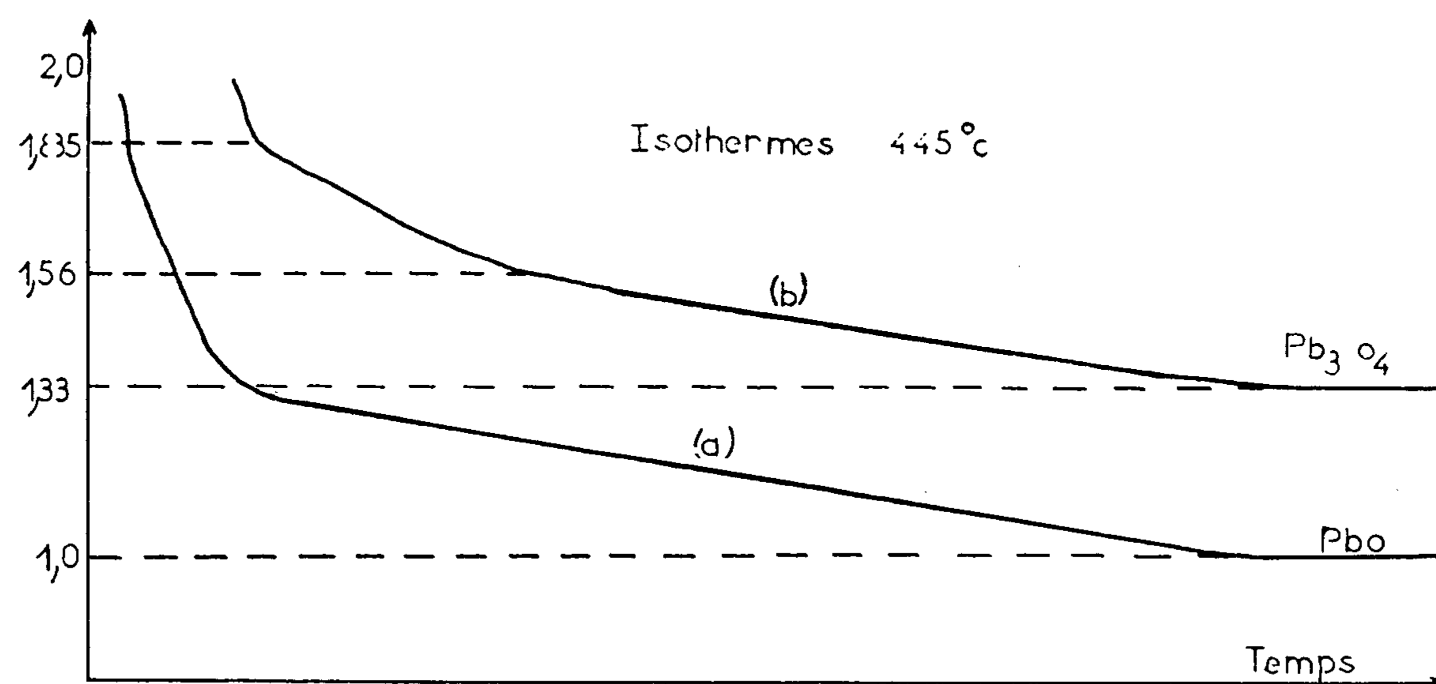
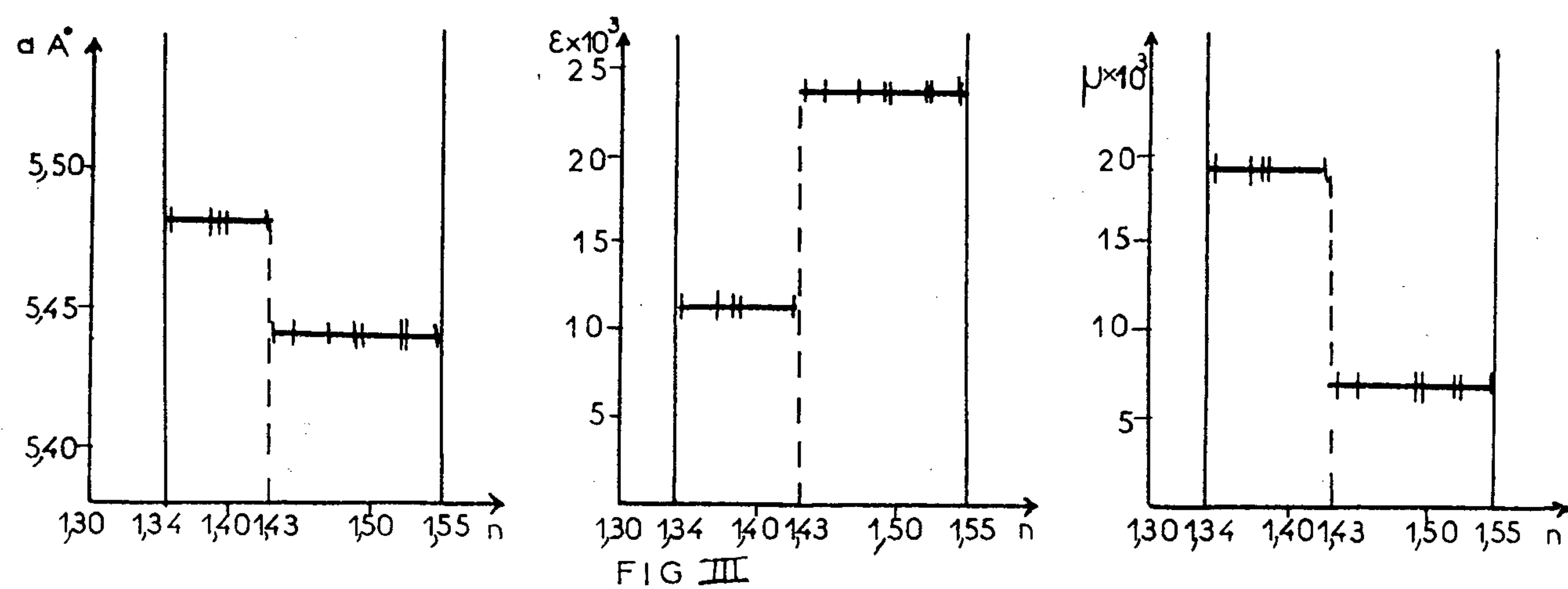


Fig. II. — Courbes d'analyse thermogravimétrique isotherme (445° C) du bioxyde orthorhombique (a) et du bioxyde quadratique (b).



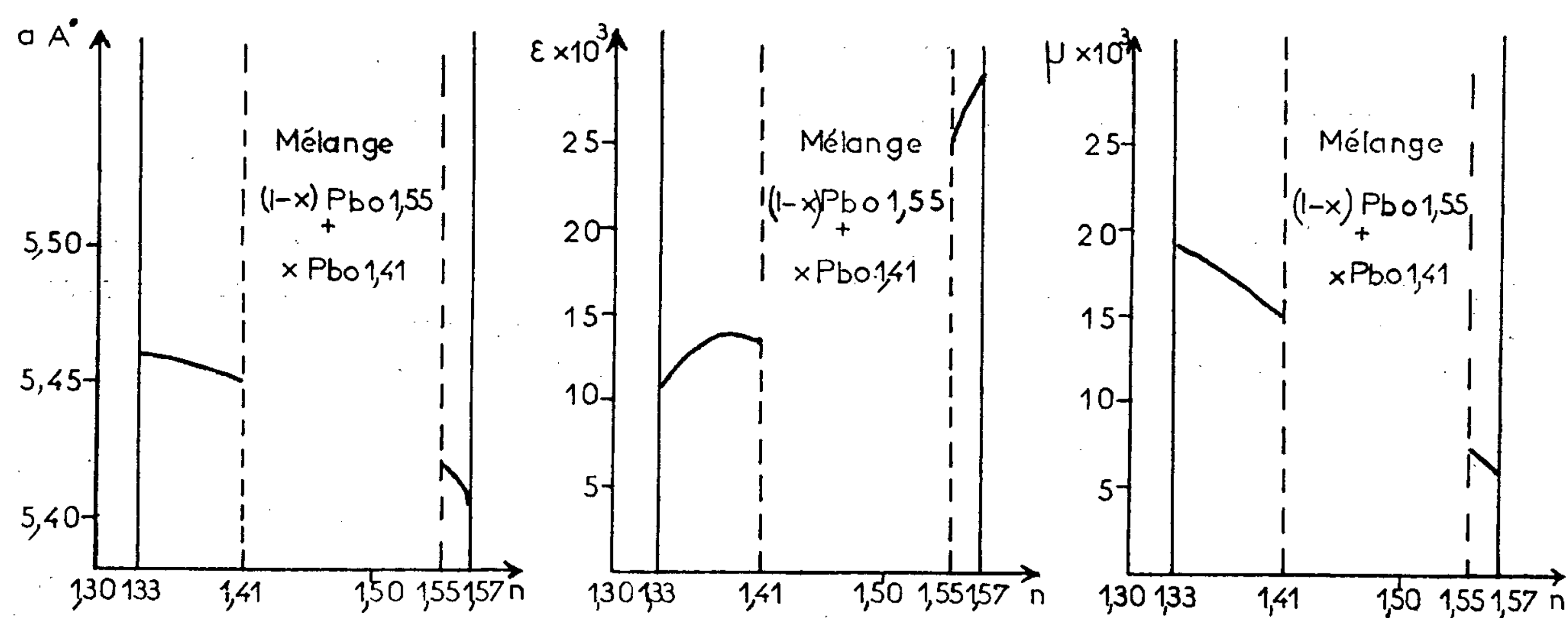


Fig. III et IV. — Variations des paramètres a, arête ε déformation parallèle à l'axe $\vec{c}$, μ déformation de l'angle $\gamma = (\widehat{a, b})$ du pseudocube élémentaire pour les produits de décomposition partielle : III, du bioxyde orthorhombique IV, du bioxyde quadratique.

(Le paramètre a est mesuré en unités : Angström absolu).

Les oxydes pseudocubiques auxquels conduit la décomposition partielle du bioxyde orthorhombique se distinguent de ceux que donne la décomposition de l'oxyde puce normal par de petites différences que seule une étude précise des clichés de rayons X permet de mettre en évidence (*fig.* III et IV) : les premiers sont caractérisés par une discontinuité des paramètres cristallographiques [a, ε et μ définissant la maille orthorhombique pseudocubique : R. Faivre (4)] qui sépare deux domaines d'homogénéité dans lesquels ces paramètres restent pratiquement constants; les seconds présentent deux domaines d'homogénéité séparés par un domaine de mélange qui introduit une discontinuité simultanée de la composition et des paramètres (5).

Les produits de la décomposition du bioxyde orthorhombique se distinguent également des oxydes pseudocubiques préparés par oxydation sous pression du protoxyde PbO (6) et de ceux que l'on obtient par pyrolyse oxydante de l'oxalate de plomb (5).

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) R. Weiss et R. Faivre, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1629.

(2) R. Weiss et R. Faivre, Congrès International de Chimie pure et appliquée, Paris juillet 1957.

(3) L. Seigneurin et J. Brenet, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1427.

(4) R. Faivre, *Comptes rendus*, 227, 1948, p. 1254; *Arch. Orig. C. N. R. S.*, 1950, *Centre doc.*, n° 308.

(5) T. Katz et R. Faivre, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1949; *Ann. Chimie*, n° 12, 1950, p. 5.

(6) C. Holtermann et P. Laffitte, *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 1813.

(Laboratoire de Physique de l'État métallique de la Faculté des Sciences et de l'École Nationale Supérieure de la Métallurgie et de l'Industrie des Mines, Nancy.)

GÉOLOGIE. — *Le volcanisme nummulitique du Champsaur.*

Note de M. **Pierre Bellair**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Il existe au voisinage immédiat du massif cristallin de Chaillol-le-Vieux des formations nummulitiques arkosiques à éléments volcaniques grossiers, alors que les grès du Champsaur montrent ces éléments très diffus : cela permet de reconstituer les grandes lignes de l'histoire du volcanisme nummulitique champsaurien.

On sait que les *grès mouchetés* du Champsaur, classiquement attribués à l'Oligocène, doivent leur nom à de petits nids verdâtres d'éléments volcaniques. Mais, si la présence d'éléments fins volcaniques montrant l'existence, à l'époque du dépôt des grès, de volcans à cendres, est depuis longtemps connue, il est assez singulier de n'avoir pas vu signaler de roches massives effusives ou interstratifiées connexes. Il existe toutefois, sur le chemin du col de l'Aulp Martin, une roche effusive apparemment incluse dans le Nummulitique : l'examen microscopique montre une roche tellement

voisine des téphrites triasiques, tant par l'altération des feldspaths que par la transformation des augites, qu'il faut admettre l'existence d'une écaille tectonique intranummulitique, du type habituel dans cette zone.

Le thalweg du versant Ouest du col de Riou Beyrou, au pied Sud de Chaillol-le-Vieux montre à 2 800 m d'altitude un affleurement nettement différent des grès mouchetés habituels, et qui donne des indications sur la nature du volcanisme nummulitique. Il s'agit de roches passablement altérées, mais suffisamment reconnaissables pour qu'il soit impossible de les attribuer, tant par leur position stratigraphique que par leurs caractères chimico-minéralogiques, à des vulcanites triasiques remaniées.

Au-dessus de la série schistocalcaire habituelle de l'Éocène (e^3 de la carte géologique), viennent des grès mouchetés avec encore des bancs de flysch à la base. Au milieu des grès mouchetés, on observe une bosse topographique de roches rougeâtres, d'aspect arkosique ou cristallin, aisée à confondre à distance avec ce dernier terrain (elle est d'ailleurs partiellement schématisée ainsi sur la feuille de Gap au 1/80 000e). La surface d'altération ressemble beaucoup de près aux grès de base triasiques; mais la cassure montre des éléments d'apparence volcanique, très différents de ce qui est habituel dans la région, tant parmi les roches volcaniques triasiques que dans les grès du Champsaur.

Des cinq lames minces que j'ai fait tailler dans cette formation, une seule montre une roche volcanique massive; encore cette dernière est-elle totalement altérée et passablement remaniée : le fond est constitué de cristaux d'albite assez volumineux et probablement secondairement constitués, de nids de quartz secondaire et de nombreuses baguettes d'éléments ferromagnésiens entièrement chloritisés ou serpentinisés. Certains cristaux ont des sections de pyroxènes. De larges plaques de calcite complètent cet ensemble. La roche est nettement plus altérée que le sont en règle générale les basaltes triasiques.

Les autres lames montrent une association d'éléments volcaniques (lapillis de roches microlithiques) nettement plus frais, noyés dans un ciment polarisant peu, qui englobe d'autre part des grains clastiques, anguleux ou arrondis, de quartz et de feldspaths. Ces roches apparaissent ainsi comme de véritables arkoses à éléments volcaniques. Les lapillis sont assez variés : l'un d'entre eux montre un fond constitué d'éponges de quartz englobant des cristaux de quartz automorphe légèrement corrodés et de gros feldspaths à noyaux différenciés : les cristaux montrant la mâcle de l'albite sont de l'oligoclase. Il s'agit donc d'un fragment de dacite. D'autres lapillis paraissent plus basiques, le quartz y étant peut-être secondaire, et la pigeonite, parfois fraîche, mais généralement altérée en chlorite ou en amphibole jaune, étant courante.

Ce type de « tuf » volcanique est d'autant plus remarquable que les

arkoses vraies sont rares dans les grès du Champsaur, en général surtout quartzeux, et cette différence doit donner la clé de l'origine de cette formation marine, dont l'induration a dû être très rapide, alors que les sables environnants étaient constamment remaniés, ce qui a entraîné la destruction des feldspaths. On a donc là, conservée par hasard, mais contaminée par des éléments étrangers, l'arkose de démolition du massif dauphinois au Nummulitique, après le dépôt du flysch, avant le dépôt des grès du Champsaur.

Le volcan du Champsaur était un volcan sous-marin, de type explosif, à lave dacitique ou au plus andésitique. L'activité a dû être très localisée, avec un seul centre d'émission. Ainsi s'explique l'absence de coulées. Quant à la remarquable dissémination des éléments cinéritiques à travers toute la masse des grès, on voit qu'il s'agit là d'un remaniement secondaire par courants, au cours duquel ont été éliminés une grande proportion des feldspaths massifs et fragiles de l'arkose primitive. Dans le temps comme dans l'espace, le volcanisme champsaurien a été limité. Il s'est manifesté au début du dépôt des grès, au moment où ceux-ci étaient encore feldspathiques, et cette formation arkosique ne s'est conservée qu'au voisinage immédiat du volcan (peut-être par une induration due à des eaux juvéniles liées au volcanisme).

(*Laboratoire de Géologie du S. P. C. N.,*
Faculté des Sciences de Paris.)

GÉOLOGIE. — *La fin du Lias inférieur et le Lias moyen du Haut Atlas marocain oriental.* Note (*) de M. **Renaud du Dresnay**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Dans le Haut Atlas oriental, un horizon, souvent rouge, à *Echioceras tardecrescens* et grands *Oxynoticeras*, représente le Lotharingien terminal et sépare les dolomies et calcaires massifs du Lias inférieur des bancs calcaires mieux lités qui amorcent la sédimentation du Lias moyen.

Au-dessus du Sinémurien et du Lotharingien inférieur du Haut Atlas oriental [1], se sont déposées des couches calcaires de caractères nettement différents. Il s'agit en général de calcaires clairs en petits bancs, à sédimentation bien rythmée. Ces couches sont classiques dans le Haut Atlas, où elles ont été particulièrement étudiées par M. G. Dubar, qui y a délimité le Pliensbachien et le Domérien, et défini les différentes zones d'Ammonites qu'on y rencontre [2].

Dans le Haut Atlas oriental, une coupure stratigraphique nette apparaît entre le Sinémurien-Lotharingien inférieur et ces horizons; elle se place paléontologiquement à un niveau différent suivant les points, et elle se situe souvent plus bas que la zone de passage Lotharingien-Pliensbachien.

A. Dans la partie centrale de la chaîne, sur le flanc Nord de la ride Djebel Aouija-Djebel Maïz, au-dessus des calcaires à *Ter. sphenoïdalis* et *Rh. briseïs*, se sont déposés des couches marno-calcaires rouges à Encrines, et nombreux *Oxynoticeras*. On y rencontre les Ammonites suivantes, déterminées par G. Colo : *Echioceras tardecrescens* Hauer, *E. edmundi* Dum., *Boucaulticeras angustisulcatum* Geyer, *Asteroceras obtusum* Sow., *Deroceras spicatum* Simps., *Leptonoceras suessi* Hauer, *Oxynoticeras glevense* Buckm., *Ox.* cf. *simpsoni* Bean., *Ox.* cf. *aballoense* d'Orb., ainsi que *Glossothyris aspasia* Menegh.

Cette couche rouge renferme ainsi, sur une très faible épaisseur, l'assise à *Echioceras* et l'assise à *Schlotheimia* (*Boucaulticeras*); il s'agit donc de la fin du Lotharingien [G. Dubar, *loc. cit.* ([2])]. Cette formation se suit tout le long du flanc Nord du Djebel Maïz, du Djebel Aouija et du Djebel Araira. On la retrouve sur le flanc Est du Djebel Ghals, cachée au milieu des alfas, où elle ravine nettement les formations antérieures, et où les diaclases des calcaires du Lias inférieur à Brachiopodes sectionnés sont colmatées par ce calcaire rouge à Encrines et sections d'Ammonites : un phénomène semblable, mais dans des couches plus récentes, a déjà été décrit au Djebel Bou Dahar par G. Dubar. Ainsi s'explique la présence anormale, soulignée par E. Roch [([3]), p. 238], en un même point du Djebel Ghals, de faunes d'âges différents récoltées par P. Russo; l'attribution au Lias inférieur de l'ensemble des calcaires du Djebel Ghals est de ce fait démontrée, et il n'y a aucune preuve, au contraire, de l'existence de Domérien à « Algues » et Brachiopodes (Ech Chabir, Teniet er Rhlem et bordure Est) que G. Choubert y a précédemment signalé [([4]), p. 14-16].

B. Sur le flanc Nord du Djebel Grouz, une série de niveaux calcaires reposant sur les dolomies massives du Lias inférieur montre, un peu à l'Est de Tannezzara, une faune, déterminée par G. Colo, allant du Lotharingien terminal au Pliensbachien moyen, et contenant : *Echioceras edmundi* Dum., divers *Oxynoticeras*, *Amphiceras œgoceratoïdes* Gemm., *Amp. propinquum* Gemm., *Amp. harpoceratoïdes* Gemm., *Deroceras* cf. *permotum* Fuc., *Der. muticum* Opp., *Cœloceras subpettos* Gemm., *Tropidoceras mediterraneum* Gemm.

En dessous de ces niveaux se trouve un peu plus à l'Est (Oued Tadlaouat) une couche rouge à *Euasteroceras*, décrite antérieurement ([1]), reposant sur les dolomies massives du Lias inférieur : il n'est pas exclu d'ailleurs qu'il y ait, dans la chaîne du Djebel Grouz, non pas un, mais plusieurs niveaux rouges à Céphalopodes, que les circonstances n'ont pas permis d'explorer davantage.

N'ayant pu retrouver au Djebel el Haïmer, près de Figuig, les niveaux à *Oxynoticeras* (*Ox. victoris* Dum., *Ox. choffati* Pompeckj) décrits par E. Roch ([5]), il m'est difficile de les relier aux affleurements précédents; il

semble qu'ils se placent probablement dans la zone de passage des dolomies aux calcaires lités, de même que la faune décrite antérieurement ([6]) comme hettangienne, et qui appartient en réalité à l'assise à *Echioceras*.

Au-dessus de ces horizons commence la série des calcaires lités, qui se poursuit par des calcaires en petits bancs, avec faunes de *Fuciniceras* et *Seguenziceras*, dont les successions ont été décrites ([2]). On y connaît également des niveaux à *Fucoïdes*. Il n'y a pas été observé de dolomies, connues seulement dans les niveaux du Lias inférieur situés sous les horizons rouges. Ces calcaires en petits bancs sont parfois coupés (Nord du Djebel Maïz) par un niveau rouge avec abondante faune d'ammonites, présentant, ainsi que E. Roch l'a mentionné [([3]), p. 238] « un faux air de calcaire *ammonitico rosso* ».

C. Dans la chaîne de Bou-Arfa, le Lias moyen présente un faciès particulier. Une épaisse série d'arkoses y est en effet connue : ces arkoses, considérées comme triasiques par P. Russo, ont été rapportées au Lias supérieur par G. Choubert [([4]), p. 2], par assimilation avec un niveau rouge du Djebel Mechkakor, situé à une centaine de kilomètres plus à l'Ouest. En réalité, ces arkoses contiennent en un point, dans leur moitié supérieure, un banc de conglomérat calcaire, contenant une faune, surtout composée de Gastéropodes, où G. Dubar a obligeamment déterminé : *Purpurina rudis* Dubar, *Purpuroïdea berberica* D., *Hesperidina striolata* D., *Zygopleura paradisi* G. Bœhm, *Ampullospira dominans* D., *Tylostoma maurum* D., *Neritopsis* sp. aff. *hebertana* D., cf. *Corbis alveolus* D., espèces du Domérien inférieur récifal du Djebel Bou Dahar. Deux fragments d'Ammonites ont été également déterminés comme *Fuciniceras* sp. (cf. *F. bonarelli* Fuc.) et cf. *Fuciniceras cornacaldense* Tausch, espèces du Pliensbachien supérieur-Domérien inférieur. Les arkoses de Bou-Arfa contiennent donc *certainement* le Lias moyen et *peut-être* le Lias supérieur. S'il y a vraiment identité entre ces arkoses et les couches rouges du Djebel Mechkakor, l'âge de ces dernières serait donc à revoir.

Ainsi, dans le Haut Atlas oriental, les couches du Lotharingien supérieur et du Lias moyen présentent des caractères assez différents de ceux du Lias inférieur. L'absence de dolomies (sauf peut-être au Djebel Bou Mokhta, près de Bou-Arfa, si le Lias moyen y est représenté), la présence de calcaires bien lités, avec sédimentation rythmique, les différencient nettement des couches massives plus anciennes. Les mers pliensbachiennes et domériennes semblent présenter, d'autre part, une certaine instabilité dans cette région (horizon rouge et ravinement à la base, « faux *ammonitico rosso* », niveaux à *Fucoïdes*, slumpings) : ce caractère a déjà été signalé pour les étages antérieurs; les mers du Lias moyen semblent en outre être légèrement en retrait (arkoses de Bou-Arfa) par rapport aux mers du Lias inférieur.

(*) Séance du 16 décembre 1957.
(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2341.
(2) *XIXe Congr. géol. intern.*, Alger, 1952, fasc. 15, p. 23-27.
(3) *Not. Mém. Serv. géol. Maroc*, Rabat, 1950, n° 80.
(4) Rapport géologique de tournée à Bou-Arfa, *Arch. Serv. géol. Maroc*, Rabat, 1955.
(5) *Bull. Soc. géol. Fr.*, 1940, p. 65-86.
(6) *XIXe Congr. géol. intern.*, Alger, 1952, fasc. 21, p. 309-318.

(*Service géologique du Maroc, Rabat.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *La journée courte ou l'acide gibbérellique comme succédanés du froid pour la vernalisation d'une plante vivace en rosette, le* Scabiosa Succisa *L.* Note de M. **Pierre Chouard**, présentée par M. Raoul Combes.

Le *Scabiosa Succisa* est une plante vivace en rosette, incapable de fleurir par le bourgeon terminal, exigeant absolument la vernalisation par le froid, et ensuite héméropériodique seulement préférente. Le traitement préalable par la journée courte peut ici, cas exceptionnel, remplacer le traitement par le froid et conduire à la floraison après transfert en jour long. L'acide gibbérellique a le même effet.

Le *Scabiosa Succisa* L., espèce commune des pelouses humides et des marais, présente un mode de vernalisation remarquable, constituant un type nouveau.

1° C'est une plante vivace en rosette dont le bourgeon terminal ne se met jamais à fleur, qui ne fleurit que sur des rameaux axillaires se développant après vernalisation opérée normalement par l'exposition durant plusieurs semaines à des températures froides avoisinant 0 à + 4° C, de préférence à la lumière du jour. A ce titre, elle constitue un second cas du type nouveau de plantes vivaces exigeant la vernalisation, type que j'ai décrit d'abord chez la Benoîte, *Geum urbanum* (1) et chez la plupart des autres espèces de *Geum*.

2° Après l'action vernalisante du froid, le *Scabiosa Succisa* diffère du *Geum urbanum* par la sensibilité au photopériodisme : Alors que le *Geum*, ramené au tiède, fleurit en se montrant presque indifférent à la durée du jour, le *Scabiosa Succisa* se montre fortement héméropériodique, c'est-à-dire qu'en jours longs ou mieux continus, on voit rapidement les bourgeons axillaires, vernalisés, s'allonger en longs entrenœuds couchés puis redressés, se terminant vers 80 à 120 cm de haut par un capitule fleuri, et continuant à fleurir sur chacune de leurs ramifications, tandis que les plantes demeurées en jours courts (de 8 h d'éclairement par 24 h) sont encore en rosette. Mais le caractère héméropériodique n'est pas absolu : en jours courts, deux à quatre mois plus tard, vers 20-25° C, les bourgeons vernalisés s'al-

longent en pousses florifères. Celles-ci sont beaucoup plus courtes, ne dépassant guère 25 à 40 cm, et fortement ramifiées. Il arrive que certains rameaux axillaires se terminent alors, non en capitules, mais en rosettes perchées, comme il est de règle chez l'espèce héméropériodique absolue *Scabiosa Ukranica* lorsque, induite à fleur par les jours longs, elle est ramenée à l'état végétatif par les jours courts ([2]).

3° Le *Scabiosa Succisa*, prélevé en fin d'été, à l'état de rosettes adultes et florifères, et maintenu indéfiniment à température tiède (15 à 25° C), ne fleurit plus jamais, ni en jours longs, ni en jours courts, et demeure à l'état d'une forte rosette provenant du bourgeon terminal incapable d'être mis à fleur. Mais si l'on transporte en jours longs ou continus de telles plantes tenues en jours courts durant plusieurs mois précédents, on voit rapidement ces plantes monter à fleurs sur les rameaux axillaires. Rien de semblable ne se produit chez le *Geum urbanum*. Le *Scabiosa Succisa*, vivace, ressemble exactement, par ce comportement, au *Campanula Medium*, plante bisannuelle, qui, exigeant de façon absolue la vernalisation par le froid, suivie du traitement en jours longs, est cependant capable de fleurir après un long traitement préalable au tiède et en jours courts. Ce phénomène, découvert par S. J. Wellensiek ([3]), était jusqu'ici unique, il trouve sa première réplique chez le *Scabiosa Succisa*, mais il doit être rare car je ne l'ai pas encore rencontré chez d'autres espèces.

4° Les traitements à la gibbérelline constituent une autre façon de remplacer le rôle vernalisant du froid. Sur les feuilles des rosettes de *Scabiosa Succisa* adultes, tenues depuis longtemps au tiède (15 à 25° C), sont déposées, soit 4 à 8 gouttes (environ 200 à 600 mg) de lanoline contenant 0,5 ‰ d'acide gibbérellique ([4]), soit des gouttes (à raison de 1 à 2 ml par plante) d'une solution aqueuse d'acide gibbérellique à 100 parties par millier; dans ce dernier cas, les dépôts sont répétés une à trois fois à 15 jours d'intervalle. En jours longs, les plantes ainsi traitées voient leurs bourgeons s'allonger et fleurir d'une façon pratiquement équivalente en durée et en dimensions à celle des plantes vernalisées par le froid. En jours courts, l'allongement est presque aussi rapide, mais un peu moins grand qu'en jours longs et cependant beaucoup plus grand qu'après le traitement vernalisant par le froid. La floraison se produit aussi en jours courts, mais de façon tardive, quatre à six mois après le traitement. L'acide gibbérellique est donc ici un succédané complet du froid en vue de la vernalisation comme A. Lang ([5]) l'avait déjà observé chez la Jusquiame noire bisannuelle *Hyoscyamus niger*. Le même fait se retrouve chez *Campanula Medium*, mais ici j'ai observé que l'élongation et surtout la mise à fleurs ne se sont produites qu'en jours longs après les traitements gibbérelliniques et sont beaucoup plus tardives qu'après traitement par le froid. Par contre, chez le *Geum urbanum*, je n'ai pu obtenir jusqu'ici que des élongations

relativement faibles et aucune floraison après traitement par l'acide gibbérellique.

Conclusion. — Avec quelques particularités, le *Scabiosa Succisa* est donc, d'une part, la réplique du type *Geum urbanum* en ce sens que c'est une plante vivace à besoin absolu de vernalisation, ne fleurissant jamais sur l'axe principal; cette espèce fournit, d'autre part, la première réplique du phénomène découvert par Wellensiek sur la plante bisannuelle *Campanula Medium*, parce que ces deux plantes montrent la propriété exceptionnelle de pouvoir être vernalisées aussi bien par la journée courte que par le froid. L'acide gibbérellique est aussi, chez le *Scabiosa Succisa*, comme chez d'autres plantes, mais non chez toutes, un succédané du froid pouvant assurer la vernalisation et conduire jusqu'à la floraison. La facilité de culture du *Scabiosa Succisa*, sa rusticité, la grosseur de ses feuilles et de ses bourgeons, le caractère tranché de ses réponses, leur originalité, semblent prédestiner cette plante à devenir un matériel de choix pour des études plus approfondies sur la préparation de la mise à fleur.

(1) P. Chouard et Mlle M. R. Weber, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1659.

(2) P. Chouard, *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 1245.

(3) *Congr. int. Bot.*, Paris, 1954, Conf. intr. Sect. 12.

(4) Acide gibbérellique employé : le plus souvent, celui de E. Lilly. Mêmes résultats avec celui de Pfitzer et de Merk, et du Docteur P. W. Brian, mais non avec certaines autres préparations.

(5) *Naturwiss.*, 11, 1956, p. 257 et 284.

HISTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Comportement du méristème apical d'un Blé d'hiver* (*Triticum sativum* Lamk.) *semé au printemps.* Note de Mlle **Nicole Poux**, présentée par M. Lucien Plantefol.

Un blé d'hiver, semé au printemps, ne forme que très tardivement ses épis, après avoir donné une vingtaine de feuilles, au lieu de sept. Les feuilles supplémentaires sont produites par un méristème apical très particulier qui a subi un début de transformation à l'état reproducteur, et demeure dans un état cytologique et fonctionnel intermédiaire.

Alors que les Blés de printemps épient après avoir développé sept feuilles, les Blés d'hiver continuent à produire des feuilles, s'ils n'ont pas subi le froid de l'hiver. Nous avons tenté d'expliquer le comportement d'une telle variété de Blé (*Vilmorin* 53), par l'étude de l'activité mitotique dans les sections longitudinales axiales du méristème apical, en le comparant à celui d'une variété de printemps (*Vilmorin Werna*).

De la germination jusqu'à la formation du septième primordium foliaire, le fonctionnement du point végétatif de ces deux variétés est absolument

identique à celui d'une variété de printemps étudiée précédemment par R. Buvat ([1]). Les superpositions de nombreux relevés de mitoses effectués pendant toute la végétation de ces plantes, montrent en effet l'existence d'une zone apicale inactive très nette, bien que restreinte au début du développement (*fig.* 1, 2 et 3). Elle ne comprend en épaisseur que deux

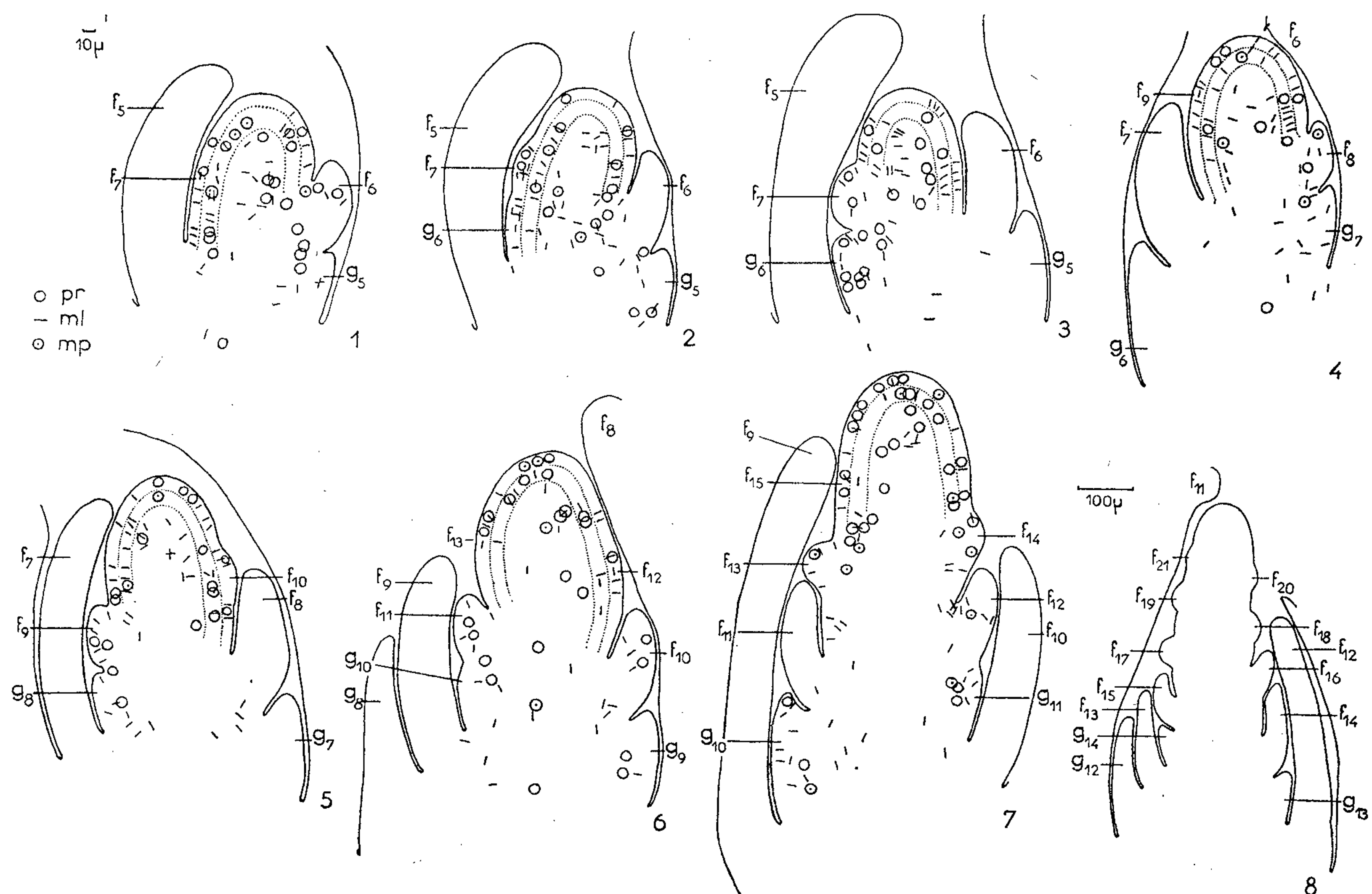


Fig. 1, 2, 3. — Répartition de l'activité mitotique dans les sections axiales des points végétatifs de Blé *Vilmorin* 53.

Fig. 4, 5, 6, 7. — Répartition de l'activité mitotique dans les sections axiales d'apex plus avancés. *Pr*, prophases; *ml*, mitoses en vue latérale, schématisées par leur plaque équatoriale; *mp*, mitoses en vue polaire. Les limites de la *tunica* et de l'assise sous-tunicale sont indiquées par un pointillé.

Fig. 8. — Coupe schématique longitudinale d'un apex âgé. *f* 5, 5e feuille; *f* 6, 6e feuille et *g* 6, sa gaine ...; *f* 21, 21e initium foliaire.

assises cellulaires, c'est-à-dire la zone axiale de la *tunica* et de l'assise sous-jacente. Son extension en largeur varie au cours du plastochrone. Lors de l'apparition d'un initium foliaire, marqué par des mitoses périclines dans la *tunica* et l'assise sous-jacente (*fig.* 1 et 2, *f* 7), les mitoses de flanc, anticlines et régénératrices de l'anneau initial, montent très haut vers le sommet de l'apex, réduisant la zone inactive, ce qui restaure le dôme apical, entamé par l'initiation foliaire (*fig.* 3). Après cette activité anticline, la zone apicale s'élargit. En outre, au cours des quatre plastochrones qui suivent la germination, l'apex s'accroît progressivement. Lors de la germination, la hauteur du dôme apical mesurée au-dessus du quatrième initium foliaire est de 22 µ; au-dessus du septième (*fig.* 2), elle est de 50 µ.

Mais ensuite, bien que continuant à former des initiums simples, de type foliaire, et non les crêtes doubles initiales des épillets, le fonctionnement du méristème apical subit des modifications assez analogues en moins accusé à celles observées sur la variété de printemps.

L'apex s'allonge, mais sa hauteur au-dessus du dernier initium en formation reste sensiblement constante et égale à 80 μ. Les initiums successifs apparaissent bientôt (*fig.* 5 et suiv.), sans qu'intervienne une phase de restauration : le fonctionnement plastochronique s'altère donc progressivement. Ce mode de fonctionnement aboutit à l'aspect représenté sur la figure 8; l'apex est très allongé et porte de nombreux primordiums foliaires en disposition alterne et d'autant moins avancés qu'ils sont plus proches du sommet. L'échantillon représenté a alors produit 21 initiums foliaires, dont les derniers sont vraisemblablement abortifs. En outre, comme chez le Blé de printemps lorsqu'il passe à l'état floral, la zone apicale jusque-là inactive, est progressivement envahie par une intense prolifération cellulaire; celle-ci semble d'abord s'établir dans l'assise soustunicale, puis dans la *tunica* (*fig.* 4 et 5).

Malgré la production d'organes analogues aux feuilles de la base, le fonctionnement apical n'est plus du type végétatif habituel, constructeur de la tige feuillée banale. Bien au contraire, *la forme générale de l'apex, la disparition du fonctionnement plastochronique, l'intense activité apicale évoquent un méristème reproducteur.*

Ce changement de forme de l'apex a été observé par Bonnett [2] sur un Blé d'automne semé à la fin de l'été. D'autre part, ces différents types de structures apicales ont été décrits sur de nombreuses Graminées par Sharman [3], [4], qui les divise en deux catégories : les apex courts (*Zea, Triticum, Avena,* etc.) et les apex longs (*Agropyrum, Lolium, Milium,* etc.); mais tous les intermédiaires existent. En particulier chez l'*Agropyrum repens*; l'apex du rhizome est court, tandis que celui de la tige aérienne s'allonge, lorsqu'il produit des feuilles. Toutefois ces auteurs n'ont pas fourni d'interprétation de ces différences morphologiques. Nous y voyons un début d'évolution vers l'état reproducteur; mais cette évolution reste longtemps incomplète, entravée par la privation de l'effet inducteur déterminant, dû aux conditions hivernales dont ce blé a normalement besoin. L'impression que ce qu'il manque à cet *état intermédiaire,* pour qu'il penche de manière décisive vers l'état franchement reproducteur, est léger et d'ordre essentiellement quantitatif, est confirmée par le fait que, très tardivement, les plantes en question finissent par former de vrais épis.

L'étude de l'activité mitotique nous a permis d'interpréter les rapports entre les aspects décrits et le fonctionnement de l'apex végétatif ou reproducteur. Il serait intéressant d'étudier dans le même esprit l'évolution

du méristème apical de différentes Graminées et celui de Céréales d'hiver soumises à la vernalisation.

(1) R. Buvat, *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 1989.
(2) O. T. Bonnett, *J. Agr. Res.*, **53**, 1936, p. 445-451.
(3) B. C. Sharman, *Bot. Gaz.*, **106**, 1945, p. 269-289.
(4) B. C. Sharman, *New Phyt.*, **46**, 1947, p. 20-34.

(Laboratoire de Botanique de l'École Normale Supérieure.)

MORPHOLOGIE VÉGÉTALE. — *Le méristème apical d'*Agrimonia eupatoria *L. dans l'ontogénie de la pousse végétative et de l'inflorescence.* Note de Mme **Renée Phelouzat**, présentée par M. Lucien Plantefol.

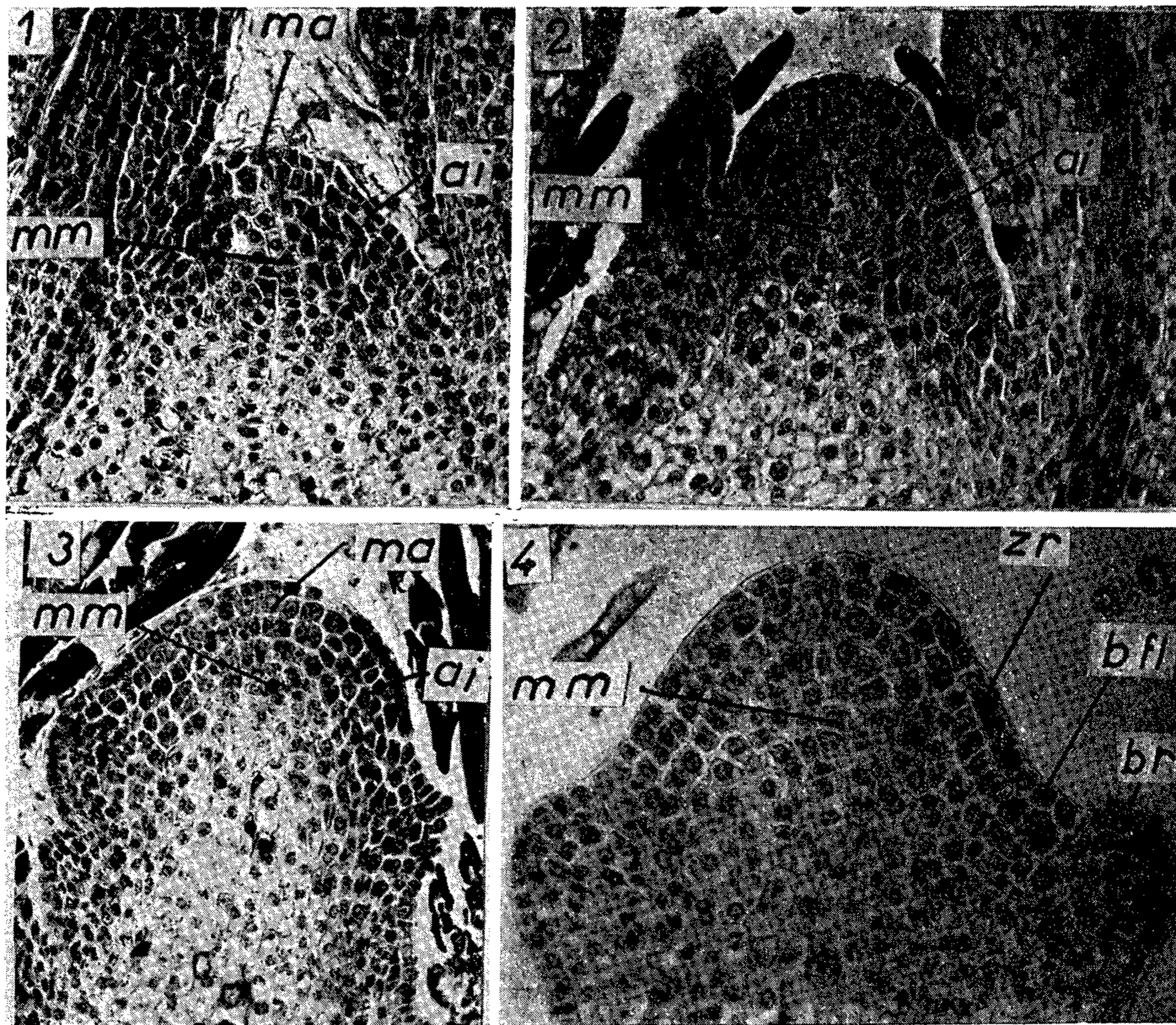
Les deux unités fonctionnelles du point végétatif, anneau initial et méristème médullaire, se retrouvent dans l'inflorescence d'*Agrimonia eupatoria* L. C'est l'anneau initial qui est le lieu de naissance des feuilles, puis des bractées et des bourgeons floraux; le méristème d'attente devient organogène pour les éléments reproducteurs de la fleur terminale.

Les pousses annuelles d'Aigremoine prennent naissance à partir d'un bourgeon axillaire d'une des premières feuilles de la pousse de l'année précédente. La base des tiges constitue un rhizome. Le jeune bourgeon, recouvert d'écailles blanches, charnues, édifie des feuilles en rosette durant l'hiver, puis au printemps la tige s'allonge et la plante fleurit. L. et A. Bravais (1) avaient qualifié de « thyrse spiciforme » l'inflorescence d'Aigremoine; cette désignation ne peut être conservée, des observations nombreuses ayant montré que dans tous les cas de croissance normale, l'axe principal achève son développement par la formation d'une fleur. Les axes latéraux, à l'aisselle d'une petite bractée, sont très courts; ils portent deux bractéoles et immédiatement une fleur terminale. Les Notes récentes de A. Lance et P. Rondet (2) (sur *Beta vulgaris* L.), de M. Hadj-Moustapha (3) (sur *Cleome spinosa* Jacq.), de G. Bersillon (4) (sur *Oenothera biennis* L.) étudiaient des apex d'inflorescences; les observations sur l'Aigremoine amènent à des conclusions analogues à celles reconnues sur les *Cleome* et *Oenothera*, bien qu'ici la présence d'une fleur terminale fournisse un élément nouveau.

Dans le point végétatif d'une plante en hiver (*fig.* 1), l'anneau initial (*ai*), près du sommet, édifie des feuilles très développées portant des folioles et des stipules qui encerclent complètement la tige; le méristème médullaire (*mm*) y est peu actif; la plante est au stade de rosette.

Au printemps, les feuilles et leurs stipules encerclent toujours l'axe. Dans le point végétatif (*fig.* 2) l'anneau initial se trouve plus bas sur le

cône méristématique, la zone apicale axiale étant occupée par un méristème d'attente (*ma*) plus important. Le méristème médullaire présente un aspect nouveau; les cellules s'allongent en même temps qu'elles se divisent; les entre-nœuds sont alors plus hauts.



Méristème apical d'*Agrimonia eupatoria* L.

Fig. 1 : Point végétatif en hiver (× 275). — Fig. 2 : Point végétatif au printemps (× 275).
Fig. 3 : Stade du passage à l'inflorescence (× 275) — Fig. 4 : Sommet de l'inflorescence (× 360).
ai, anneau initial; *b.fl*, bourgeon floral; *br*, bractée, *ma*, méristème d'attente;
mm, méristème médullaire; *zr*, zone de régénération de l'anneau initial. (Navachine-hématoxyline).

A la fin du printemps la plante fleurit. Au moment du passage à l'inflorescence (*fig.* 3), la zone apicale montre quelques mitoses. L'apex, plus fourni en cellules, comprend toujours l'anneau initial très sidérophile et riche en divisions. Celui-ci donne les dernières feuilles. Elles ont un arc d'insertion moins important sur la tige; en même temps le nombre de leurs folioles diminue. Les premières bractées florales leur ressemblent; les suivantes ne sont plus qu'une petite lame étroite à trois dents aiguës.

Au cours de la phase florale, le volume de l'apex décroît. On y reconnaît (*fig.* 4) les différents territoires de la phase végétative : l'anneau initial, le méristème médullaire et la zone apicale non encore organogène.

Le méristème médullaire accentue les caractères qu'il présentait dans le point végétatif de printemps; les cellules s'allongent très tôt et se divisent encore loin du sommet.

L'anneau initial, nettement reconnaissable par ses caractères méristématiques (sidérophilie, dénombrement des mitoses, étude du chondriome et du vacuome), s'étend assez bas sur le cône apical. Des mesures, effectuées sur des coupes transversales, montrent que son épaisseur reste identique; mais son périmètre a augmenté et le méristème médullaire qu'il encercle suit cette variation. Les primordiums de bractées ont approximativement la même valeur d'insertion que les primordiums de feuilles. Ce n'est pas un anneau initial réduit qui donne des bractées plus petites que les feuilles, mais c'est une *parenchymatisation précoce* qui stoppe le développement de ces bractées.

A l'aisselle d'un primordium de bractée, s'édifie un bourgeon axillaire; des divisions, organisées en forme de coquille (*shell-zone* des auteurs anglo-saxons), isolent un îlot méristématique à partir duquel se construisent les tissus du bourgeon floral. *Ces cellules appartiennent à l'anneau initial*; il ne semble pas qu'elles proviennent du corpus comme l'ont décrit A. Lance et P. Rondet chez *Beta*; la figure 4 montre qu'à ce niveau le méristème médullaire est le tissu voisin. La zone de régénération de l'anneau initial (*zr*) apparaît (avec des caractères méristématiques) directement au contact d'une part de l'ébauche du bourgeon floral et d'autre part du méristème médullaire. Le fonctionnement plastochronique de l'anneau initial : utilisation et régénération, se retrouve avec netteté dans le sommet inflorescentiel.

Lorsque 30 à 90 fleurs latérales ont été formées, l'apex édifie une fleur terminale; c'est à ce moment que le méristème d'attente entre en activité pour devenir organogène; il donne les étamines et les carpelles, tandis que l'anneau initial fournit les pièces périanthaires; la fleur terminale clôt ainsi le développement inflorescentiel qui allait en s'épuisant.

En résumé, les différents territoires de l'apex, définis pour la phase végétative, se retrouvent dans l'inflorescence. L'anneau initial qui fournissait les feuilles, donne ensuite les bractées et leurs méristèmes axillaires par le même mode de fonctionnement; le méristème médullaire modifie son aspect au cours de la croissance et le méristème d'attente donne naissance aux organes reproducteurs de la fleur terminale.

(1) *Ann. Sc. Nat.*, *Bot.*, 2e série, **7**, 1837.

(2) *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 712.

(3) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 710.
(4) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1455.

(*Laboratoire de Botanique de la Sorbonne.*)

MORPHOLOGIE VÉGÉTALE. — *Description et histogenèse d'une souche primaire de* Rumex obtusifolius DC. *dans sa phase en rosette.* Note de Mlle **Yvonne Jacquety**, présentée par M. Lucien Plantefol.

La souche du *R. obtusifolius* a des entre-nœuds courts et larges. L'histogenèse de la phase en rosette se caractérise par l'orientation prédominante de la prolifération et du grandissement cellulaires dans le sens perpendiculaire à l'axe vertical de la souche.

Au début de sa phase végétative, le *Rumex obtusifolius* est une plante en rosette; la tige est courte, plus large que la racine principale et que l'hypocotyle. Elle s'enfouit progressivement dans le sol, entraînée par la racine principale et les racines adventives. Elle devient une souche primaire à entre-nœuds courts orientés verticalement.

L'étude du *R. obtusifolius*, dans sa phase en rosette, pose deux problèmes : celui de la faible longueur des entre-nœuds et celui de leur grande largeur. D'une façon générale, les souches très larges ont le plus souvent des entre-nœuds très courts; les entre-nœuds longs, réalisés lorsque l'enfouissement est trop grand, sont étroits. De toute façon, il est à remarquer que la vigueur de la souche est en rapport avec le diamètre de la moelle.

Description. — Le schéma A représente une coupe longitudinale axiale d'un jeune pied de *R. obtusifolius*.

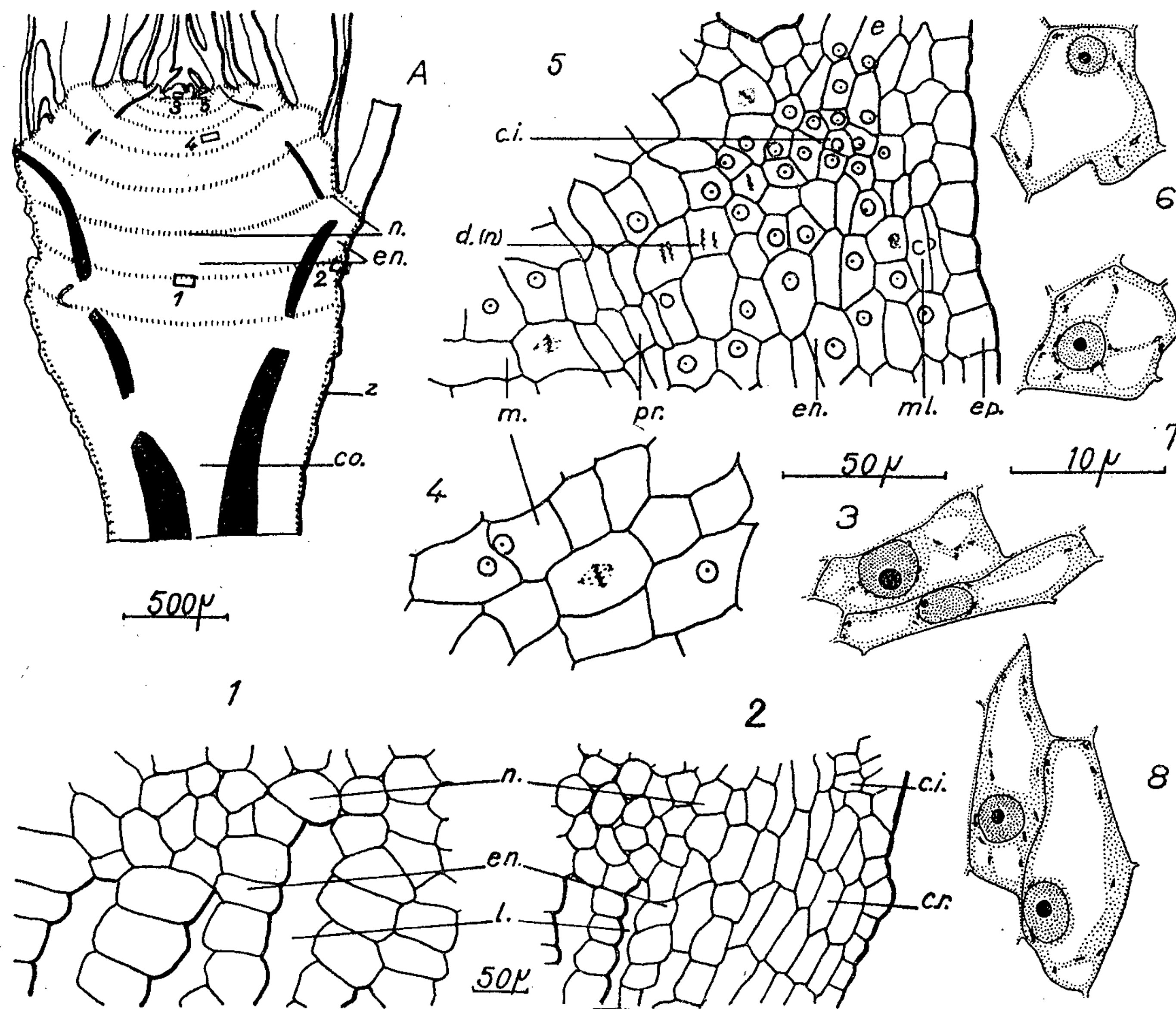
A. *Les entre-nœuds sont courts.* — La souche paraît être formée par l'empilement de disques successifs. Chacun de ces éléments est constitué par le nœud et l'entre-nœud sous-jacent. Le nœud correspond à l'insertion d'une feuille sur tout le pourtour de la tige. A son niveau, dans la moelle (*fig.* 1 *n*) et dans l'écorce (*fig.* 2 *n*), les files cellulaires s'interrompent; les cellules sont plus petites, disposées irrégulièrement et laissent entre elles des méats. Les entre-nœuds sont courts; ils sont constitués par des files comprenant un nombre restreint de cellules plates.

B. *Les entre-nœuds sont larges.* — A la base, au-dessus du collet (*co*), où le diamètre de la souche est faible, la moelle est réduite à quelques files de cellules. Mais sa largeur augmente considérablement quelques millimètres plus haut, corrélativement à un brusque accroissement du diamètre de la souche au-dessus du collet.

Au niveau d'un entre-nœud adulte (*en*) : 1° la moelle (*fig.* 1) est large et offre les caractères suivants : *a.* un nombre élevé de files cellulaires; *b.* des cellules plus larges que hautes; *c.* entre les files, des lacunes (*l*) orientées perpendiculairement au sens de l'élargissement; 2° le parenchyme

cortical (*fig.* 2) a également un développement appréciable. Des lacunes sont ménagées entre des files de cellules courtes.

HISTOGENÈSE. — A. *La moelle* se constitue à partir du méristème médullaire. La zonation de l'apex est très nette : anneau initial, zone axiale apicale et méristème médullaire. Lorsque s'organise le jeune point végé-



A. Schéma de la coupe longitudinale axiale d'un jeune pied de *R. obtusifolius*. *co*, collet; *n*, nœud; *en*, entre-nœud; *z*, zone continue.

1. Les cellules médullaires.

2. Les cellules corticales sont disposées irrégulièrement au nœud (*n*) et sont en files isolées par des lacunes (*l*) au niveau des entre-nœuds (*en*); *c. i.*, cellules isodiamétriques primaires; *c. r.*, cellules rectangulaires secondaires de la zone continue subéreuse.

3. Caractères cytologiques de deux cellules issues du méristème médullaire s'étirant en largeur.

4. Cellules de la moelle (*m*) à 500 µ sous le sommet de l'apex, présentant une division péricline.

5. Cellules de l'écorce montrant les trois zones à activité mitotique définie; (*d*(*n*)), divisions au niveau du nœud; (*c. i.*), cellules isodiamétriques au niveau de l'insertion foliaire; (*m. l.*), méristème latéral sous l'épiderme (*ep*); (*pr*), procambium; (*e*), ébauche foliaire.

6, 7, 8. Études cytologiques (Regaud-hématoxyline) des trois territoires actifs de l'écorce : 6, au niveau du nœud; 7, au niveau de l'insertion foliaire; 8, au niveau du méristème latéral.

Les dessins de détail ont la même orientation que dans le schéma.

tatif, de nombreuses divisions, au niveau du méristème médullaire, augmentent le nombre de files cellulaires et provoquent l'accroissement du diamètre de la moelle au-dessus du collet; ces divisions se trouvent aussi chez des apex adultes; elles permettent à une souche d'accroître sa vigueur

au cours de son développement. Ainsi, comme l'a déjà observé Camefort [1] chez le *Picea excelsa*, la vigueur est en rapport avec le plus ou moins grand développement du méristème médullaire.

Cependant chez le *R. obtusifolius* les cellules issues du méristème médullaire ont de plus un comportement spécial : elles s'étirent dans le sens de la largeur (*fig.* 3), se vacuolisent et se chargent d'amidon. Mais elles se cloisonnent parallèlement à l'axe (*fig.* 4) jusque très loin de l'apex, augmentant le nombre de files. Le devenir des cellules issues du méristème médullaire joue donc un rôle important dans le diamètre définitif de la moelle.

B. *L'écorce*, aux abords du point végétatif, présente trois zones méristématiques dont l'activité a une orientation définie.

1. Au niveau des nœuds, les cellules corticales (petites, avec un chondriome en bâtonnets et un peu d'amidon (*fig.* 6) sont le siège de nombreuses divisions [*fig.* 5, *d*(*n*)] qui augmentent le périmètre et la surface de l'écorce sur tout le pourtour, en même temps que le diamètre de la moelle s'accroît.

2. Dans un plan situé à la hauteur de l'aisselle de l'ébauche (*e*), perpendiculaire à son cordon médian, les divisions des cellules (isodiamétriques, à gros noyau, avec des chondriosomes en courts bâtonnets et quelques plastes amylifères (*fig.* 7) permettent à l'insertion foliaire de s'agrandir en même temps que la tige grossit. Ce sont ces cellules qui constituent la formation primaire de la couche subéreuse au niveau des nœuds [2].

3. Au niveau des entre-nœuds se trouvent sous l'épiderme une zone de cellules conservant des caractères méristématiques (*fig.* 8). Le fonctionnement de ce méristème latéral, puis celui de l'assise cambiale qui lui succède [2] assurent l'équilibre de l'écorce avec l'élargissement rapide de la moelle sous l'apex. Les autres cellules corticales, les plus différenciées, à chondriosomes en longs filaments, chargées de grains d'amidon, ne se cloisonnent que très peu; elles grandissent en s'élargissant surtout.

Conclusion. — Un entre-nœud en voie de différenciation présente un nombre restreint de cellules par files et l'élongation cellulaire reste faible. Une parenchymatisation précoce ne peut justifier à elle seule la faible longueur des entre-nœuds comme chez diverses pousses courtes. La moelle et l'écorce conservent une certaine activité mitotique : dans la moelle, elle contribue surtout à augmenter le nombre de files; dans l'écorce, elle sert surtout à équilibrer l'élargissement de la moelle.

Il est à remarquer que pour les entre-nœuds longs construits lors d'un enfouissement trop profond, les cellules sont hautes et étroites, tandis que dans les entre-nœuds courts, elles sont larges et plates.

La phase en rosette du *R. obtusifolius* se caractérise donc par l'orientation prédominante de la prolifération et du grandissement cellulaires dans le sens perpendiculaire à l'axe de la souche.

(1) *Thèse*, 1956, Masson et Cie, Paris.
(2) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1437.

(Laboratoire de Botanique de la Sorbonne.)

MORPHOLOGIE VÉGÉTALE EXPÉRIMENTALE. — *Obtention expérimentale de fleurs pléiomères chez* Saponaria officinalis *L. par action de l'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique*. Note de Mlle **Monique Astié**, présentée par M. Robert Courrier.

Soudure d'éléments de cymes en synanthies de degré croissant de condensation conduisant à des fleurs pléiomères.

Nous avons déjà montré (1) que, par pulvérisation de plants de Saponaires opérée à différentes époques des cycles végétatif et sexuel, l'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique provoquait la formation de pièces florales surnuméraires et induisait dans la fleur des caractères d'inflorescence. Nous décrivons dans cette Note un autre type d'anomalies représenté par des fasciations de fleurs (synanthies de Vuillemin).

Rappelons que l'inflorescence complexe de Saponaire est formée de cymes bipares. L'axe principal terminé par une fleur qui s'épanouit avant toutes les autres, porte généralement trois à cinq paires de bractées opposées décussées. Les deux bractées basales axillent deux axes secondaires terminés chacun par une fleur et portant deux paires de bractées opposées à l'aisselle desquelles naissent des cymes bipares typiques. A l'aisselle des bractées suivantes et jusqu'au sommet de l'inflorescence se trouvent des cymes bipares de moins en moins compliquées.

Les inflorescences traitées sont complètement transformées et l'on observe la soudure de bractées de même niveau ou de niveau différent, l'avortement des cymes inférieures, la contraction extrême de la partie supérieure de l'axe principal ou des axes secondaires. Le résultat est la transformation des cymes bipares en plusieurs synanthies.

Voici quelques types de synanthies biflores classés selon un degré croissant de condensation.

Premier type : à l'intérieur d'un calice formé de huit pièces soudées se trouvent deux corolles nettement distinctes renfermant chacune un androcée plus ou moins complet et un gynécée (*fig.* 1). Remarquons que le plan de suture des carpelles est parallèle au plan de la bractée (cette disposition est celle d'un gynécée de fleur terminale).

Deuxième type : les calices et les corolles de deux fleurs simples voisines constituent les deux verticilles périanthaires à l'intérieur desquels on

distingue deux androcées et deux gynécées nettement séparés; l'un de ces gynécées est constitué de trois carpelles, l'autre comprend deux carpelles dont le plan de suture est perpendiculaire au plan de la bractée. Notons dans cet exemple la présence de petites fleurs axillaires rudimentaires (*fig.* 2).

Troisième type : ici non seulement les calices et les corolles mais aussi

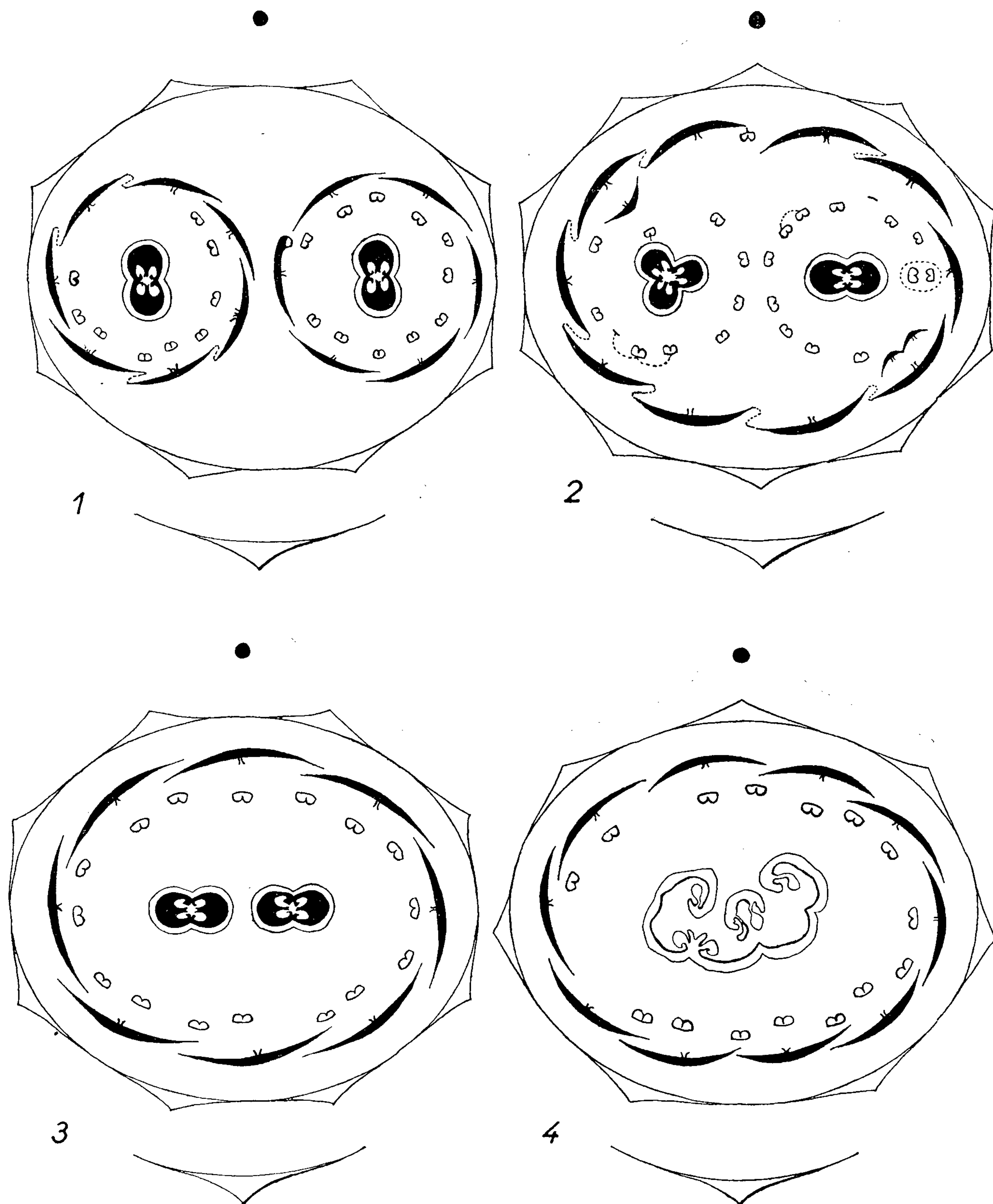


Fig. 1 à 4. — *Saponaria officinalis* L. (types de synanthies biflores). 1, le calice seul est commun, les autres verticilles sont distincts; 2, le calice et la corolle sont communs; 3, tous les verticilles externes sont communs, les deux gynécées sont distincts; 4, fleur pléiomère.

les androcées sont intégrés en un système verticillaire commun; les gynécées seuls sont distincts, leur plan de suture est perpendiculaire à celui de la bractée (*fig.* 3).

Quatrième type : ce type de synanthie réalise une fleur pléiomère dans laquelle on distingue deux verticilles périanthaires, deux verticilles d'étamines et un seul gynécée complexe formé de quatre carpelles soudés par leurs marges et d'un cinquième libre (*fig.* 4).

Nous avons remarqué plus haut la variabilité de la position relative des carpelles dans les synanthies. Cette observation doit théoriquement permettre de distinguer l'origine des fleurs entrant dans la composition de la synanthie, qu'il s'agisse de fleurs terminales de deux cymes voisines, de fleurs axillaires d'une même cyme, d'une fleur terminale et d'une fleur axillaire d'une même cyme. Le type 1, à carpelles dont le plan de suture est parallèle au plan de la bractée, représenterait la coalescence des fleurs terminales de deux cymes voisines dont tous les autres éléments seraient avortés; le type 3 à carpelles dont le plan de suture est perpendiculaire à celui de la bractée correspondrait à la soudure de deux fleurs secondaires d'une même cyme. Il nous est actuellement difficile de préciser l'origine des composantes de la synanthie des types 2 et 4, mais une étude ontogénique et histologique en cours donnera peut-être une solution à ce problème.

Soulignons enfin que ces divers types constituent une *progression régulière* depuis la simple association de deux systèmes verticillaires distincts jusqu'à la réalisation d'un ensemble floral qui est en réalité une fleur pléiomère.

Il nous paraît intéressant de rapprocher nos résultats obtenus sous l'influence de l'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique des observations de P. Vuillemin (2) et de R. Nozeran (3); ces auteurs ont décrit des anomalies analogues apparues spontanément dans la nature. D'autre part, G. Debraux (4) a observé des modifications de même nature chez divers *Bryophyllum* par rupture du rythme photopériodique normal. Des agents très différents peuvent ainsi induire de façon graduée la production de fleurs pléiomères; il est possible qu'ils agissent sur un même facteur physiologique réglant le degré de développement ou de condensation des inflorescences.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 933.
(2) *Les anomalies végétales*, Paris, 1927.
(3) *Ann. Sc. nat.*, 16, 1955, (II), p. 1-224.
(5) Recherches inédites citées avec l'autorisation de leur auteur.

(Station de Biologie végétale de la Faculté des Sciences de Poitiers.)

PHYSIOLOGIE. — *Existence d'un stimulus oxygène de la ventilation après acclimatation à l'altitude de* 3 613 *m, chez l'Homme*. Note de MM. **Pierre Dejours**, **François Girard**, Mlle **Yvette Labrousse**, M. **Robert Molimard** et Mme **Andrée Teillac**, présentée par M. Léon Binet.

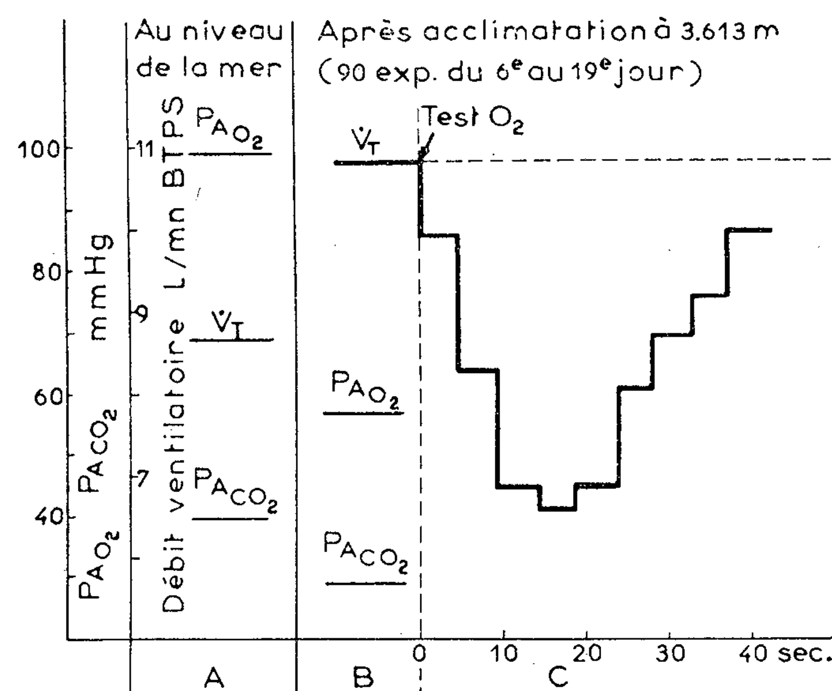
Au moment de l'arrivée en haute altitude, le débit ventilatoire n'est pas ou n'est que peu modifié par rapport à celui observé au niveau de la mer; après une heure passée à l'altitude, la ventilation augmente d'abord rapidement, puis de plus en plus lentement. Après une période d'au moins quelques jours, l'hyperventilation et l'hypocapnie concomitante se stabilisent. De plus, au début du séjour à l'altitude existe une alcalose plasmatique; l'élimination des bases par le rein et la baisse progressive de la concentration plasmatique de l'ion CO_3H^-, ramènent le rapport CO_3H^-/P_{CO_2}, donc le pH plasmatique a une valeur probablement voisine de celle de basse altitude.

Haldane [1] considère que l'hypoxie entretient, d'une façon permanente, l'hyperventilation d'altitude. A cette théorie s'oppose celle de Bjurstedt [2] et de Rahn [3] : le stimulus oxygène ventilatoire n'interviendrait qu'au cours de la période d'acclimatation; mais lorsque l'équilibre acidobasique est revenu à ses conditions de basse altitude, le contrôle prédominant de la ventilation serait assuré par le stimulus P_{CO_2}-CH^+, et le stimulus oxygène n'interviendrait plus que pour une très faible part.

L'argument principal pour ou contre ces théories réside dans l'action sur la ventilation de l'Homme acclimaté à l'altitude, de l'augmentation de la pression alvéolaire d'oxygène. Cette réoxygénation est obtenue, soit en faisant inhaler au sujet un mélange hyperoxique, soit en le replaçant à basse altitude, la ventilation étant mesurée après quelques minutes de réoxygénation. Afin d'apprécier la signification de ces expériences, il est nécessaire de rappeler la définition du stimulus oxygène ventilatoire : il s'agit d'un facteur de régulation de la ventilation représenté par une certaine pression d'oxygène du sang artériel (Pa_{O_2}), agissant sur des formations anatomiques (les chémorécepteurs artériels), dont l'excitation augmente l'activité des centres respiratoires; une augmentation de Pa_{O_2} entraîne une diminution de l'activité des chémorécepteurs et réciproquement. Or, la méthode de réoxygénation prolongée est incorrecte pour la recherche d'un stimulus oxygène ventilatoire, car à supposer que ce stimulus existe, l'élévation prolongée de l'oxygénation a deux actions : *a*. la diminution ou la suppression recherchée d'un stimulus oxygène; *b*. mais aussi de nombreux effets secondaires : acidification du sang artériel et des centres respiratoires, changement du régime circulatoire, notamment du débit sanguin cérébral, variations éventuelles de la concen-

tration de certains métabolites sanguins, tous effets pouvant modifier la ventilation.

Les réactions secondaires de l'hyperoxygénation rendent inexistantes ou faibles les variations de ventilation qu'entraînerait, si elle était seule à intervenir, la diminution ou la suppression du stimulus oxygène. Même si les variations de ventilation observées après plusieurs minutes de réoxygénation sont importantes et orientées dans le sens que laisse prévoir la suppression d'un stimulus oxygène, elles ne peuvent pas être considérées comme la preuve de l'existence d'un stimulus oxygène, car on peut toujours objecter qu'elles pourraient être dues aux réactions secondaires de l'hyperoxygénation prolongée.



Action du test oxygène simple (inhalation d'un volume courant normal d'oxygène pur) sur la ventilation de trois sujets, assis, non à jeun, entre le 6e et le 19e jour d'un séjour à 3 613 m.

— En A, ventilation et pressions alvéolaires à Paris.

— En B, ventilation et pressions alvéolaires moyennes à l'altitude (hyperventilation, hypoxie, hypocapnie).

— En C, pendant l'inspiration du cycle ventilatoire commençant au temps O, le sujet inhale de l'oxygène pur, puis au cours des cycles suivants il respire à nouveau l'air ambiant (test O_2 simple). Après un court délai, correspondant au temps circulatoire poumons-chémorécepteurs sensibles à Pa_{O_2}, survient une diminution de ventilation qui atteint 39% en moyenne. Ce phénomène montre l'existence d'un stimulus oxygène de la ventilation, il ne mesure pas la grandeur de ce stimulus. Par une technique particulière (test O_2 prolongé), on peut montrer que le stimulus oxygène contrôle en moyenne au moins 50% du débit ventilatoire à cette altitude.

Il est possible d'éviter les difficultés liées aux effets retardés de l'hyperoxygénation de l'organisme, en étudiant les variations de ventilation avant que ces effets secondaires n'apparaissent, c'est-à-dire au cours des 20 premières secondes consécutives à l'inhalation soudaine d'oxygène pur, à la phase de rupture de l'équilibre ventilatoire entraîné par l'augmentation brusque de Pa_{O_2} (4). Pratiquement, le sujet dont la ventilation est enregistrée cycle par cycle inhale, généralement à son insu, un volume courant normal d'oxygène pur. On décrit cette méthode sous les termes de « test oxygène simple » (5).

Les expériences furent effectuées en septembre 1957 au Laboratoire des Rayons cosmiques à Chamonix (3 613 m). Après quelques jours d'acclimatation la ventilation des trois sujets étudiés méthodiquement (au repos et assis) était augmentée par rapport à sa valeur à basse altitude. Dans ces conditions d'acclimatation un test oxygène simple provoque, après un délai de quelques secondes, dû au temps circulatoire poumons-chémorécepteurs, une diminution importante de la ventilation de 39 % en moyenne. Cette diminution de ventilation ne mesure pas le rôle quantitatif du stimulus oxygène à l'altitude pour deux raisons : la suppression du stimulus oxygène à la suite du test oxygène n'est ni complète (élévation de Pa_{O_2} insuffisante au niveau des chémorécepteurs), ni isolée (augmentation de l'acidité du sang liée à l'accroissement de la quantité d'oxyhémoglobine). Il est d'ailleurs possible de reconnaître, par un procédé expérimental particulier (test oxygène prolongé) que le stimulus oxygène contrôle au moins la moitié du débit ventilatoire moyen des trois sujets acclimatés à l'altitude de 3 613 m. Par contre, si l'inhalation d'oxygène est prolongée pendant plusieurs minutes, le débit ventilatoire diffère relativement peu du débit antérieur en normoxie, observation qui avait conduit de nombreux auteurs à rejeter l'existence d'un stimulus oxygène à l'altitude après acclimatation.

Résumé. — Un stimulus oxygène de la ventilation existe chez trois sujets après acclimatation à l'altitude de 3 613 m. Ce stimulus contrôle pour le moins la moitié du débit ventilatoire dans ces conditions et n'a aucune tendance à diminuer d'intensité au cours de l'acclimatation. Son existence n'exclut pas celle d'un stimulus gaz carbonique-pH; mais ce dernier stimulus ne peut contrôler qu'une partie du débit ventilatoire à l'altitude après acclimatation.

(1) J.S. Haldane, A.M. Kellas et E.L. Kennaway, *J. Physiol.*, 53, 1919, p. 181-206.

(2) H.A.G. Bjurstedt, *Acta Physiol. Scand.*, 12, Suppl. 38, 1946, p. 1-88.

(3) H. Rahn et A.B. Otis, *Amer. J. Physiol.*, 157, 1949, p. 445-462.

(4) P. Dejours, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1946.

(5) P. Dejours, Y. Labrousse, J. Raynaud, F. Girard et A. Teillac, *Rev. Franç. Ét. Clin. Biol.*, 3, 1958, n° 1.

PHYSIOLOGIE. — *Composition des gaz de fermentation intestinale du Porc.* Note de M. **Marcel Chaigneau** et Mme **Geneviève Charlet-Lery**, présentée par M. Clément Bressou.

La composition des gaz de fermentation intestinale du Porc varie selon l'heure de la collecte; le gaz carbonique et le méthane dont l'importance respective varie inversement, forment la masse la plus importante (58,5 à 88,6 %); le type du régime et le moment de la prise provoquent des variations dans le taux d'azote et entraînent la présence ou l'absence d'hydrogène.

Des travaux nombreux ont indiqué chez l'Homme la composition des gaz de fermentation intestinale. Dès 1816, Magendie ([1]) signalait que ces gaz contenaient du gaz carbonique, du méthane et de l'azote; en 1862, Ruge ([2]) constatait l'existence possible d'hydrogène, l'absence d'oxygène et notait des variations importantes de composition selon le type de régime alimentaire. Kirk ([3]) en procédant à des prises par ampoule rectale durant deux périodes de 5 h consécutives montre que le volume de l'émission varie selon l'heure de la journée; l'étude, sur des groupes de 10 à 20 sujets, de la composition des gaz ainsi recueillis met en évidence des variations individuelles nettes; par contre, le type du régime n'influencerait pas les résultats.

La présence de méthane dans l'atmosphère d'une cage de confinement mise en évidence et dosée par l'analyseur infra-rouge, indique que des fermentations comparables existent chez le Porc. L'étude de la composition des gaz intestinaux a été faite, chez cet animal, sur des prélèvements effectués grâce à une sonde en caoutchouc à lumière très étroite, d'une longueur d'environ 20 cm, introduite directement dans l'intestin par l'anus. Ces gaz ont été recueillis dans une ampoule en verre par aspiration grâce à un déplacement de mercure. Après transvasement sur la cuve à mercure, les analyses ont été faites selon la méthode de fractionnement de P. Lebeau et A. Damiens ([4]). Les diverses opérations effectuées étaient identiques à celles décrites au sujet de la composition des gaz de digestion chez les Ruminants ([5]).

Les collectes, pour être aisées, ont été faites au moment de l'ingestion d'un repas, activité qui provoque un péristaltisme intestinal suffisant pour amener en peu de temps une poche gazeuse vers l'anse iliaque, soit vers 9 h 30, soit vers 17 h. La coloration témoin d'un repas du soir par de la fuschine basique avait préalablement indiqué que la prise du matin correspondait encore au repas pris 24 h avant, les premières émissions colorées apparaissaient vers 11 h; celle du soir au maximum d'excrétion du repas du soir précédent.

Le régime I (céréales, tourteaux et farines animales) présente une teneur élevée en matières azotées (3,3 g N % m.s.). Son enrichissement en pommes de terre (régime II) ou en manioc et sucre de maïs (régime III) a provoqué un abaissement homogène du taux d'azote (2,3 %) sans entraîner de fortes variations dans les teneurs en cellulose Wende (5,5 et 4,9 contre 7 g cell. Wende % m.s. dans le régime I). L'adaptation dans divers régimes était au minimum de 10 jours.

Les différences importantes entre les prises du matin et du soir s'expliquent comme Schmidt ([6]) l'indiquait déjà en 1910 par des fermentations différentes dans leur rapidité et leur spécificité selon les produits attaqués; les glucides (non compris la cellulose) entraîneraient une production impor-

tante de gaz carbonique; les éléments cellulosiques une formation active de méthane. Les variations dans les taux d'azote des gaz pourraient indiquer que les protéines participeraient aux fermentations, selon l'hypothèse de Prevot (7); des prélèvements qui seront effectués sur des animaux en inanition azotée devraient mettre en évidence l'importance relative de l'azote provenant des phénomènes d'aérophagie (8).

	Régime I.				Régime II.				Régime III.		
	Prise du matin. Porc		Prise du soir. Porc		Prise du matin. Porc		Prise du soir. Porc		Prise du matin. Porc	Prise du soir. Porc	
	A_1.	A_2.	A_1.	A_2.	8.	5.	8.	5.	5.	8.	5.
CO_2....	16,2	18,2	51,7	48,6	23,4	19,6	49	46,4	22,1	47,3	60,1
CH_4....	42,3	40,9	34,1	40,0	53,2	53,0	25	23,8	52,5	18,7	16,5
H_2.....	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	10	11,7	0,0	11,3	7,5
N_2.....	41,5	40,9	14,2	11,4	23,4	27,4	16	18,1	25,4	22,7	15,9

L'estimation quantitative des gaz de fermentation, joint à la connaissance de leur composition, permettra d'aboutir à une meilleure évaluation du métabolisme énergétique.

(1) Magendie, *Ann. Chim. Phys.*, 2, 1816, p. 292.
(2) Ruge, *Chemisches Centralblatt*, 7, 1862, p. 347.
(3) E. Kirk, *Gastroenterology*, 12, 1949, p. 721.
(4) P. Lebeau et A. Damiens, *Ann. Chim.*, 9e série, 8, 1917, p. 256.
(5) M. Chaigneau et G. Charlet-Lery, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 308.
(6) Schmidt et Strasburger, *Die Fäzes des Menschen im normalen unch Krank haftin Zustande*, Berlin, 1910.
(7) A. R. Prevot, *Arch. mal. app. dig. et mal. nutr.*, 34, 1945, p. 45.
(8) A. F. B. Hartvigsen, *Nordisk Medecin* (Oslo), 42, 1949, p. 1321.

PHYSIOLOGIE COMPARÉE. — *Diminution du pouvoir thyréotrope de l'hypophyse après thyroïdectomie chez un Mammifère (le Rat) et un Téléostéen (l'Anguille).* Note de M. **Yves-Alain Fontaine**, présentée par M. Maurice Fontaine.

La thyroïdectomie, chirurgicale chez le Rat, par l'iode radioactif chez l'Anguille argentée, entraîne chez ces deux Vertébrés une nette diminution du pouvoir thyréotrope hypophysaire. L'hypertrophie hypophysaire, l'apparition d'un pouvoir thyréotrope décelable dans le plasma, ne sont observées que chez le Rat. Cette différence peut être due en partie à l'état de jeûne prolongé dans lequel se trouvent les Anguilles argentées.

Si des variations du pouvoir thyréotrope hypophysaire consécutives à la thyroïdectomie ont été signalées chez les Mammifères par quelques auteurs, apportant d'ailleurs des résultats divergents, de telles recherches n'ont pas été poursuivies, à notre connaissance, sur d'autres groupes de

Vertébrés et, en particulier, sur des Téléostéens. Nous comparons, dans ce travail, l'influence sur ce pouvoir thyréotrope, d'une part de la thyroïdectomie chirurgicale chez le Rat, d'autre part de la radiothyroïdectomie chez l'Anguille. Chez cette espèce, en effet, comme chez la plupart des Téléostéens, la thyroïde n'étant pas individualisée, nous avons dû recourir à l'utilisation de fortes doses d'iode radioactif pour la détruire. Notons que cette technique permet assez rarement d'obtenir une destruction absolument complète ([1]). Nous avons choisi l'Anguille pour cette expérience en raison de son pouvoir thyréotrope hypophysaire exceptionnellement élevé, mis en évidence précédemment ([2]), ([3]).

Protocole expérimental. — Nous avons utilisé des Rats mâles adultes de souche Wistar, nourris d'un régime équilibré. Les animaux furent sacrifiés six semaines après l'opération, l'injection d'une dose traceuse de ^{131}I 24 h avant le sacrifice permettant d'estimer le degré plus ou moins complet de la thyroïdectomie. Les mesures de pouvoir thyréotrope ont été réalisées sur la Souris selon une méthode décrite précédemment ([4]). Des renseignements complémentaires sur les conditions de cette expérience et sur ses résultats seront donnés dans un prochain Mémoire ([5]).

Les Anguilles utilisées étaient des femelles dites argentées pesant de 200 à 600 g, gardées à jeun (condition normale de l'Anguille argentée) à une température de $19 \pm 3^\circ$ C. Elles furent divisées en deux lots aussi semblables que possible, de neuf individus chacun. Les animaux de l'un des lots étaient gardés comme témoins, ceux de l'autre lot ont été radiothyroïdectomisés par l'administration d'une dose totale de 1 mC de ^{131}I pour 100 g de poids corporel, dose répartie en trois injections intrapéritonéales espacées d'un mois et respectivement de 500, 300 et 200 μC pour 100 g de poids. Ces Anguilles furent sacrifiées trois semaines après cette dernière injection, en même temps que les témoins. Le degré de destruction de la thyroïde n'est évidemment pas mesurable ici par le procédé utilisé dans le cas des rats. Il est possible que des déterminations chimiques en cours (J. Leloup) permettent d'évaluer l'intensité de l'activité thyroïdienne subsistante. Ce point sera développé ultérieurement. Les pouvoirs thyréotropes ont été déterminés, sur la Truite à 20° C, selon une méthode décrite précédemment ([3]).

Ces dosages, que le récepteur soit la Souris ou la Truite, sont faits par rapport à une préparation thyréotrope standard (fournie par Organon), extraite d'hypophyses de bœufs et titrant 0,86 unité U. S. P./mg.

Résultats. — Chez le Rat, lorsque la thyroïdectomie est quasi totale, le pouvoir thyréotrope hypophysaire est nettement diminué par rapport à celui des témoins. Ce pouvoir thyréotrope estimé en unités U. S. P. par milligramme d'hypophyse sèche passe, par exemple, pour un lot d'animaux, de 0,184 chez les témoins à 0,067 après thyroïdectomie; la diminution

du pouvoir thyréotrope est donc de l'ordre de 60 %; elle peut atteindre 90 % chez des rats plus jeunes. Les valeurs individuelles seront données dans un Mémoire ultérieur ([5]) et les résultats obtenus y seront confrontés avec les données de la bibliographie.

Chez l'Anguille les pouvoirs thyréotropes suivants, exprimés en unités U. S. P. par milligramme d'hypophyse sèche, ont été déterminés : pour trois lots d'hypophyses d'animaux témoins : 0,78, 0,21, 0,15 respectivement, et pour trois lots d'hypophyses d'animaux radiothyroïdectomisés : 0,07, 0,08, 0,09. En moyenne, ce pouvoir thyréotrope baisse donc de 0,38 à 0,08 u. U. S. P./mg, soit de 79 %.

Chez ce Téléostéen comme chez le Rat la thyroïdectomie entraîne donc une diminution du pouvoir thyréotrope de l'hypophyse.

Cependant, d'autres aspects de la réponse hypophysaire à la thyroïdectomie ne sont pas identiques chez ces deux groupes de Vertébrés. Chez le Rat on observe après thyroïdectomie une augmentation très nette du poids de l'hypophyse et une augmentation du pouvoir thyréotrope du plasma; celui-ci, non décelable chez les témoins par la technique utilisée, peut atteindre en effet 7 m. u. U. S. P./ml ([5]). Chez l'Anguille, on n'observe aucune apparition d'un pouvoir thyréotrope décelable dans le plasma (les truites réceptrices étant sensibles à 4 m. u. U. S. P. environ) et surtout aucune augmentation pondérale significative de l'hypophyse. Le rapport (poids frais de l'hypophyse en milligrammes/poids du corps en grammes) × 1000 a la même valeur moyenne (6,32) pour les deux lots. Toutefois soulignons que les variations individuelles autour de cette moyenne sont beaucoup plus importantes chez les radiothyroïdectomisés (coefficient de variation, 29,9; limites de variation, 4,47, 9,30) que chez les témoins (c. v. = 10,3; limites, 5,55, 7,32).

Ces différences entre les réponses du Rat et de l'Anguille peuvent être dues à des facteurs variés qui seront discutés ultérieurement. Soulignons seulement ici :

1° La différence des techniques de thyroïdectomie. La radiothyroïdectomie ne supprime que lentement la formation des hormones thyroïdiennes. De plus, elle entraîne une libération de quantités importantes de thyroglobuline, plus ou moins hydrolysée, dans le milieu intérieur;

2° L'état nutritionel. Comme nous l'avons déjà rappelé, les anguilles argentées ne s'alimentent pas. Or, chez les rats se trouvant en état de malnutrition par suite d'un régime alimentaire carencé en divers éléments et plus particulièrement en protéines ([5]), nous avons constaté que, après thyroïdectomie, si la diminution du pouvoir thyréotrope hypophysaire est aussi importante que chez les rats nourris d'un régime équilibré, au contraire l'augmentation du poids de l'hypophyse et le pouvoir thyréo-

trope plasmatique sont moins élevés que chez ces rats nourris d'un régime équilibré.

Il est donc possible que le jeûne physiologique de l'Anguille argentée explique en partie l'absence, ou la faible intensité de certaines manifestations de l'activation hypophysaire thyréotrope après thyroïdectomie.

(1) M. Olivereau, *Arch. Anat. microsc. Morph. exp.*, 46, 1957, p. 39-60.
(2) J. Leloup et Y. A. Fontaine, *Arch. Sc. Physiol.*, 10, 1956, p. 229-247.
(3) M. Fontaine et Y. A. Fontaine, *J. Physiol.*, 48, 1956, p. 881-892.
(4) Y. A. Fontaine, *Arch. Sc. Physiol.*, 10, 1955, p. 183-207.
(5) Y. A. Fontaine, *J. Physiol.*, 1957 (sous presse).

(*Laboratoire de Physiologie générale du Muséum*, 7, *rue Cuvier*, *Paris*, 5e.)

EMBRYOLOGIE. — *Anomalies morphogénétiques et caryologiques consécutives à l'hypermaturité des œufs chez le Triton,* Pleurodeles waltlii *Michah.* Note de M. **Jean-Claude Beetschen**, présentée par M. Robert Courrier.

L'hypermaturité des œufs provoque, chez un certain nombre de larves survivantes, l'apparition d'hypomorphoses, de polyploïdie et de perturbations des mitoses somatiques. D'après leur répartition, ces trois catégories d'anomalies sont relativement indépendantes les unes des autres.

Witschi (1), (2) et Briggs (3) ont décrit les effets de l'hypermaturité de l'œuf sur le développement embryonnaire, chez les Amphibiens Anoures. Les œufs sont fécondés après avoir subi initialement, pendant plusieurs jours, une rétention forcée dans l'utérus. Au cours du développement il apparaît des troubles de la segmentation, de la gastrulation et de la neurulation. La mortalité embryonnaire est élevée. Chez les survivants, on observe fréquemment une réduction marquée des divers organes céphaliques, et des *spina bifida*. D'autre part, un effet particulièrement caractéristique de l'hypermaturité consiste en la gémellité partielle d'un assez grand nombre de germes, aboutissant à des montres bicéphales, symétriques ou non. Il faut enfin mentionner des troubles de la différenciation histologique (aplasie), et l'apparition de proliférations néoplasiques. Cependant, les auteurs cités n'ont pas donné d'indications précises sur la constitution chromosomique des larves hypomorphes obtenues.

Au cours de recherches consacrées à l'hétéroploïdie expérimentale chez le Pleurodèle, en choquant l'œuf par hypothermie (4), (5), nous avons eu l'occasion d'observer dans des pontes naturelles, *non traitées*, de cet Urodèle, des phénomènes assez semblables à ceux que nous venons de résumer. Il s'agit ici d'œufs obtenus au laboratoire à la suite d'accouplements spontanés, émis par des femelles dont la dernière ponte remontait à plusieurs mois. La mortalité de ces œufs, très vraisemblablement « vieillis »,

est considérable et peut atteindre 90 % avant même la gastrulation. Nous avons observé, comme chez les Anoures, des segmentations aberrantes et des troubles de la gastrulation. Nous noterons en particulier la présence de blastulas-mosaïques du type de celles que nous avons obtenues après traitement d'œufs sains par le froid ([5]). Chez un certain nombre de germes ayant franchi le cap de la neurulation, et de larves parvenues à l'éclosion, nous avons observé des hypomorphoses céphaliques, ainsi que les duplications déjà caractéristiques de l'hypermaturité chez les Anoures.

Nous avons examiné la constitution chromosomique de ces individus aberrants. Les observations ont été faites sur les extrémités caudales sectionnées, après coloration de Feulgen. Nous donnons ci-dessous la liste d'un certain nombre de cas, rangés par ordre d'hypomorphoses croissantes, avec leurs principales caractéristiques morphologiques et caryologiques.

1. Morphologie normale. *Triploïde.*
2. Microphtalmie légère. *Triploïde.*
3. Microphtalmie. Branchies et corps légèrement raccourcis. *Diploïde*, mais avec de *nombreuses anomalies mitotiques* : *a.* « pertes » de chromosomes à la métaphase conduisant à la formation de micronoyaux, pycnotiques ou non; *b.* ponts internucléaires issus de chromosomes adhésifs (« *stickiness* ») avec inhibition fréquente de la cytodiérèse, et donnant naissance à des cellules binucléées; *c.* noyaux géants.
4. Microphtalmie. Branchies hypodéveloppées. Tronc fortement raccourci. L'individu s'est nourri pendant un mois. La constitution chromosomique était *pentaploïde*, mais avec de *nombreuses anomalies caryologiques* (ponts internucléaires, micronoyaux, noyaux géants, mitoses multipolaires) aboutissant en fait à l'existence d'une mosaïque aneuploïde complexe.
5. Microphtalmie. Microcéphalie légère. Torsions du corps et de la queue. *Diploïde*, sans anomalies marquantes.
6. Microphtalmie et microcéphalie très prononcées. Branchies et queue hypodéveloppées. Torsion et raccourcissement du tronc. Fondamentalement *diploïde*, *mais avec pertes de chromosomes.*
7. Gémellité, probablement due à une induction secondaire ventrale. *Autosite* microcéphale et cyclope, muni de trois balanciers. *Parasite* anophtalme, pourvu d'un balancier médian unique et d'un cœur réduit presque incorporé au corps de l'autosite. *Diploïde*, sans anomalies caryologiques visibles.
8. Anophtalmie et microcéphalie très accentuée. Branchies normales. Torsion et raccourcissement tronco-caudaux. *Diploïde*, sans anomalies marquantes.

De l'étude de ces cas, on peut tirer un certain nombre de conclusions :

1° L'hypermaturité des œufs chez le Pleurodèle peut provoquer des anomalies de la méïose et de l'amphimixie conduisant à l'apparition de la polyploïdie.

2° Indépendamment ou non de cette dernière peuvent se manifester, avec un certain retard, des anomalies mitotiques somatiques, conduisant à une aneuploïdie plus ou moins étendue.

3° La présence d'individus diploïdes hypomorphes caryologiquement normaux montre cependant qu'il n'y a souvent aucun rapport initial entre les hypomorphoses les plus accentuées dues à l'hypermaturité ovulaire, et la constitution chromosomique de l'individu.

Il est intéressant de rapprocher ce dernier point de l'hypothèse que nous avons formulée concernant la dualité de l'action du choc hypothermique sur l'œuf normal de Pleurodèle, dont les effets respectifs sur la morphogenèse et sur la constitution chromosomique paraissent distincts et, à l'origine, indépendants l'un de l'autre (5).

Les faits que nous avons observés soulignent d'autre part la nécessité, dans l'étude de l'hétéroploïdie expérimentale obtenue par chocs thermiques, d'utiliser uniquement des pontes parfaitement saines, contrôlées, et fournissant des témoins se développant normalement (4).

4° Enfin, il est possible que l'action caryotoxique de l'hypermaturité ne soit pas étrangère à l'apparition des proliférations cellulaires tératologiques observées chez les Anoures (2), (3). Chez le Pleurodèle, nous n'avons pas eu l'occasion de diagnostiquer de telles proliférations néoplasiques.

(1) E. Witschi, *Verh. Naturforsch. Ges. Basel*, **34**, 1922, p. 33.
(2) E. Witschi, *Cancer Research*, **12**, 1952, p. 763.
(3) R. W. Briggs, *Anat. Rec.*, **81**, 1941, p. 121.
(4) J. C. Beetschen, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1959.
(5) J. C. Beetschen, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 2095.

(*Laboratoire d'Embryologie de la Faculté des Sciences de Paris.*)

BIOLOGIE. — *Contribution à la connaissance des « corps bruns » des Holothuridæ* Note (*) de Mlle **Lucie Arvy**, présentée par M. Maurice Fontaine.

La présence de « corps bruns », chez *Holothuria tubulosa* Gm. et *H. Polii* Delle Chiaje, est liée à la présence d'*Umagillidæ* parasites, hématophages, riches en polyphénoloxydase et présentant, sous le rayonnement ultraviolet, une fluorescence rouge, rappelant celle des porphyrines.

Les Ouvrages classiques, Cuénot (1948), Hyman (1955), ne nous donnent aucune précision satisfaisante sur l'origine des « corps bruns », contenus dans le cœlome des *Holothuridæ*. Schneider (1858), Schultz (1895), Clark (1899), Cuénot (1902), Becher (1907), ont admis, comme Cuénot (1948), que les « corps bruns » étaient constitués par des phagocytes qui, sous certaines influences, « s'accolent mécaniquement à d'autres phagocytes pour constituer de volumineux corps bruns, riches en granules jaunes rejetés par diverses cellules excrétrices et en kystes de grégarines ». Hyman (1955) écrit que « les substances étrangères introduites dans l'orga-

nisme des Holothuries, recueillies par les urnes, tombent dans le cœlome où elles contribuent à former des amas de déchets, connus sous le nom de corps bruns, prouvant ainsi la fonction excrétrice ou athrocytaire éventuelle des urnes ».

La participation possible de l'échinochrome de Mac Munn (1885), des polyphénoloxydases, ou d'autres enzymes, à la constitution des corps bruns ne semble pas avoir été envisagée par les auteurs récents, bien que Millott (1950-1953), ait observé une forte teneur de certains leucocytes en phénolase.

Une étude entreprise sur la localisation des enzymes catalyseurs d'oxydation chez les Holothuridæ (*Holothuria tubulosa* Gm. et *H. Polii* Delle Chiaje, en particulier) m'a permis de recueillir un grand nombre de « corps bruns » et de retrouver des parasites impliqués à l'évidence dans la constitution de ces corps.

En effet, la dissociation de la masse des corps bruns des *Holothuridæ* montre qu'ils sont constitués par trois éléments : 1° des œufs ou des kystes, sphériques, blanc-opaque, en tous points semblables à ceux décrits par Minchin (1893); 2° des capsules ovifères brunes, pourvues d'un long filament, telles que celles édifiées par les Turbellariés *Umagillidæ*; 3° une sorte de ciment brun, de teinte voisine de celle des capsules ovifères.

Une recherche systématique des corps bruns fait apparaître la grande diversité de taille de ces éléments; certains ne dépassent pas la taille de deux kystes de grégarine, tandis que les plus longs atteignent 1 cm de longueur pour 2 mm de diamètre. Leur forme n'est jamais anguleuse; ils sont toujours noduleux, ronds ou ovoïdes, mais toujours d'aspect lisse, comme des galets. Il est vraisemblable que la forme des corps bruns est due aux mouvements passifs qu'ils subissent, en même temps que le liquide cœlomique qui les contient, au cours des contractions qui accompagnent les déplacements ou les réactions variées des Holothuries à diverses excitations, les battements spontanés rythmiques du sinus hæmal externe (Prosser et Judson, 1952), du tube digestif, ou des urnes.

Certains nodules, d'aspect et de forme en tous points semblables aux « corps bruns », sont blancs; la dissociation de ces nodules montre qu'ils sont formés exclusivement d'œufs ou de kystes de grégarine. On peut trouver tous les intermédiaires entre les nodules blancs et les nodules bruns, depuis le nodule jaune, pauvre en capsules ovifères, jusqu'au nodule extrêmement riche en capsules ovifères.

La recherche du ou des parasites producteurs de capsules ovifères permet de découvrir deux *Umagillidæ*, l'un cœlomique, l'autre intestinal, aux diverses phases de leur développement. Les plus grands sont porteurs d'œufs semblables à ceux des « corps bruns ». La capsule ovifère située dans la région antérieure de l'utérus est blanche; elle jaunit à mesure

qu'elle se rapproche du gonopore; une pression légère, exercée sur un animal prêt à pondre, permet d'obtenir l'expulsion d'une capsule qu'on voit brunir dans le liquide périviscéral de l'Holothurie.

Les capsules ovifères blanches, formées dans l'utérus, sont tannées grâce à une polyphénoloxydase extrêmement abondante, située dans les *vitellaria*; il suffit de mettre les parasites en incubation dans une solution aqueuse de catéchol à 0,2 %, pendant quelques minutes, pour voir les glandes vitellines se colorer en brun rougeâtre.

En outre, l'examen des parasites après coloration vitale permet de s'assurer qu'ils sont hématophages. Il n'est d'ailleurs pas rare, au cours des dissections, de trouver le parasite intestinal au voisinage de traînées d'aspect sanguinolent, et sous un certain éclairage il apparaît rougeâtre. L'examen au microscope à fluorescence ultraviolette révèle, au niveau des deux parasites, une belle fluorescence rouge, rappelant celle des porphyrines.

En conclusion, il semble que la teinte brune des « corps bruns » de *H. tubulosa* Gm. et de *H. Polii* Delle Chiaje doive être rapportée, d'une part, aux déchets de la digestion du sang des Holothuries par des Umagillidæ hématophages, parasites, et, d'autre part, à la polyphénoloxydase et aux capsules ovifères rejetées par les parasites dans le cœlome de leur hôte.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(Laboratoire d'Anatomie et Histologie comparées de la Sorbonne et Station zoologique de Villefranche-sur-Mer.)

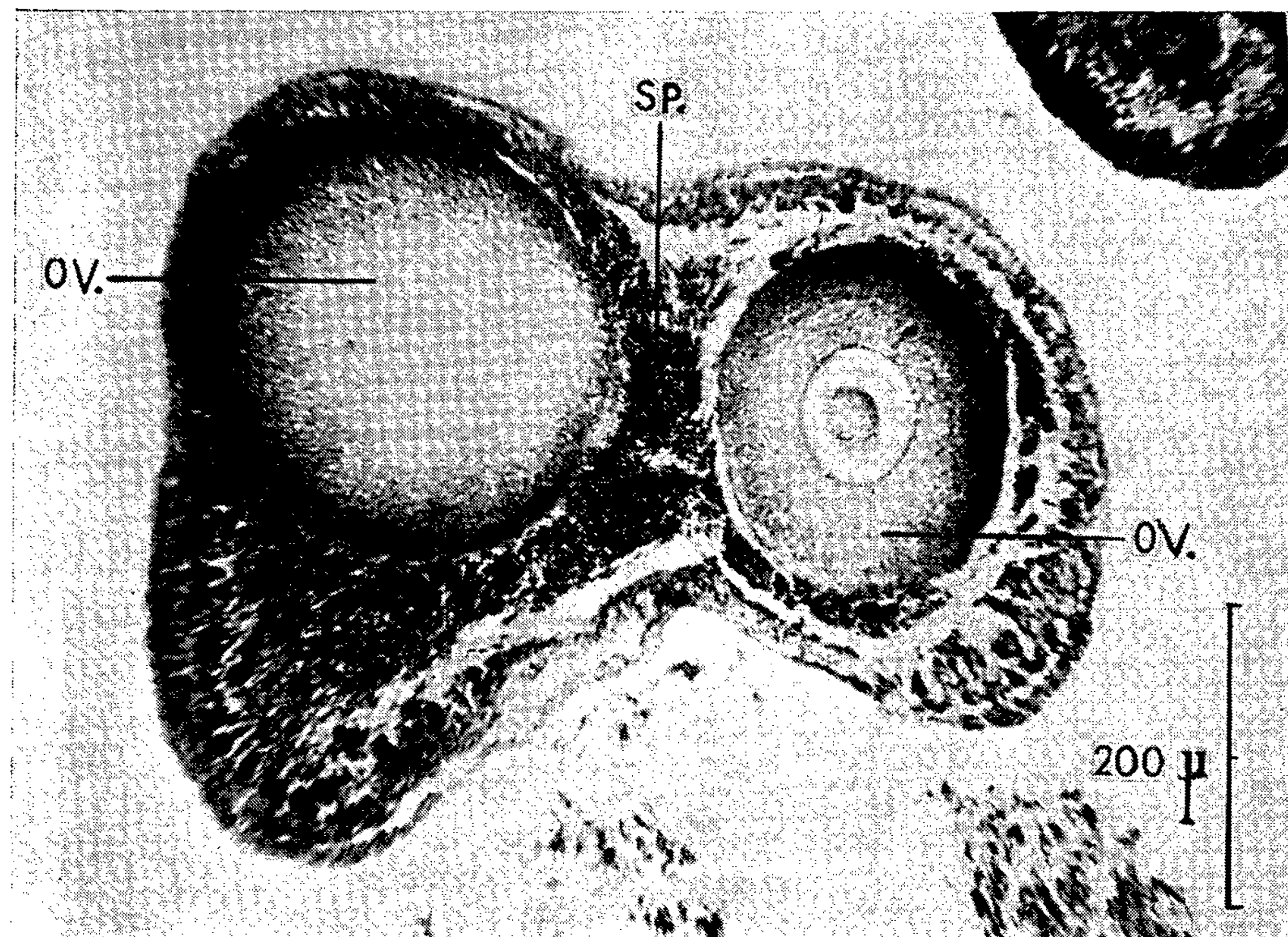
BIOLOGIE MARINE. — *L'hermaphrodisme chez* Echinaster sepositus *Gray du Golfe de Naples*. Note (*) de MM. **Robert Delavault** et **Giuseppe Cognetti**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Parmi les Astérides, *Echinaster sepositus* est une espèce commune en Méditerranée; elle a été décrite par Ludwig [1] et plus récemment par Kœhler [2].

Nous avons encore peu de renseignements sur la sexualité de cette Étoile de mer : Field [3] considère que ses représentants sont gonochoriques; Lo Bianco [4] donne quelques informations sur la période de maturation des produits génitaux mais ne fournit aucune autre précision.

Le travail que nous avons effectué, en septembre et octobre 1957, sur la sexualité de quelques Astérides, à la Station zoologique de Naples, nous autorise à fournir dès maintenant de nouveaux faits au sujet d'*Echinaster sepositus*.

Nous rappellerons d'abord brièvement que les gonades, au nombre d'une paire dans chaque bras, sont en forme de grappes; les pores génitaux sont placés dans chaque angle interradial ([5]). Chaque individu possède le plus généralement cinq bras sensiblement de même longueur, sauf si un ou plusieurs d'entre eux sont en voie de régénération.



Echinaster sepositus. Coupe dans une gonade hermaphrodite prélevée dans un bras de 65 mm de long. sp., spermatozoïdes; ov., ovocytes.
Helly, Hématoxyline Heidenhain.

Résultats obtenus. — Nous avons récolté 22 individus dans la période allant du 10 au 24 octobre 1957. La longueur moyenne des bras dans cette population s'échelonne entre 15 et 95 mm. Au total, 109 bras ont été disséqués et nous avons trouvé des gonades dans 98 d'entre eux. Dans les autres bras, il nous fut impossible de voir les glandes génitales, soit en raison de leur taille infime, soit parce que les bras en étaient effectivement dépourvus.

En observant les coupes confectionnées dans les gonades, il nous est apparu qu'un certain nombre de celles-ci contenait les éléments des deux lignées sexuelles (*cf.* photo). Nous avons décelé des gonades hermaphrodites chez cinq individus. Un seul présentait de telles gonades dans chacun de ses cinq bras; chez les quatre autres animaux, elles n'ont été vues que dans un seul bras.

Par ailleurs, 14 individus possédaient des gonades où dans toutes se déroulait la spermatogenèse, deux individus avaient des gonades ne conte-

nant que des ovocytes, un seul individu enfin était apparemment dépourvu de glandes génitales.

Interprétation des résultats. — Le fait que, chez certains individus, un seul des bras contienne des gonades hermaphrodites, n'implique pas nécessairement que les autres gonades soient unisexuées. En effet, chacune de celles-ci peut avoir expulsé les éléments d'une des lignées sexuelles tout en conservant ceux de l'autre lignée.

Quoi qu'il en soit, si l'on nomme hermaphrodite tout animal dont l'un des bras au moins possède des gonades contenant des cellules mâles et femelles, on dénombre dans la population étudiée environ 23 % d'hermaphrodites. Cette proportion importante interdit de penser que l'hermaphrodisme chez *Echinaster sepositus* de la baie de Naples est purement accidentel.

Cet hermaphrodisme représente-t-il la règle la plus habituelle ou, au contraire, rencontre-t-on des mâles et des femelles exclusifs mélangés en plus ou moins grand nombre à des hermaphrodites, comme c'est le cas par exemple chez *Asterina batheri* ? Les recherches que nous poursuivons actuellement permettront sans doute de lever cette incertitude.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) *Fauna u. Flora des Golfes von Neapel*, 1897, p. 313-343.

(2) *Les Échinodermes des mers d'Europe*, 1, 1924, p. 125 (Doin, éd., Paris).

(3) *J. Morph.*, 11, 1895, p. 236.

(4) *Mitth. Zool. St. zu Neapel*, 19, 1909, p. 559.

(5) *Traité de Zool.*, Grassé, 11, 1948, p. 233, *fig.* 266.

(*Laboratoire de Biologie animale, S. P. C. N., Paris et Institut de Biologie de l'Université de Sassari*).

BIOPHYSIQUE. — *Mise en évidence au microscope électronique de granules protéiques à arrangement régulier dans les plaquettes vitellines de l'œuf de Planorbe. Le problème de leur contraste aux électrons et de l'osmiophilie.* Note de M. **Pierre Favard** et Mlle **Nina Carasso**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

L'observation au microscope électronique d'ovocytes de Planorbes a permis de mettre en évidence, au niveau des plaquettes vitellines, des granules de 60 Å de diamètre, arrangés de façon régulière et distants les uns les autres de 85 Å. L'étude histochimique a révélé que ces granules étaient de nature protéique. Le problème de leur contraste est ici discuté.

La glande hermaphrodite des Planorbes *Planorbis corneus* renferme, durant la période d'ovogenèse, de nombreux ovocytes dans le cytoplasme desquels on observe, après fixation osmiée, outre des mitochondries plus

ou moins nombreuses selon le stade de développement et de rares dictyosomes, des plaquettes vitellines (*fig.* 1, *pl.* I, *gb*) dont l'ultrastructure fait l'objet de la présente Note.

Les plaquettes se présentent sous forme de globules limités le plus souvent par une double membrane. Leur taille varie entre 0,5 et 3 μ. Leur structure interne est hétérogène. En effet, on observe dans une substance fondamentale légèrement osmiophile et présentant parfois des zones striées dont la signification nous échappe actuellement (*pl.* II), des amas denses aux électrons (*pl.* I, *fig.* 1 et 2, *c*), qui, aux forts grandissements, se révèlent constitués de grains arrondis, de 60 Å de diamètre, arrangés régulièrement. Ces grains, apparemment osmiophiles, sont alignés et équidistants (la distance séparant chaque grain de son voisin étant de 85 Å environ). Sur nos coupes de 200 à 300 Å d'épaisseur, il y a donc possibilité de superposition de plusieurs plans. Selon l'orientation de la section par rapport à ces plans, on peut donc observer, soit des effets de « moiré » (*pl.* III par exemple, amas central), soit des aspects en rangées parallèles (*pl.* II à IV), soit enfin des grains isolés, bien séparés les uns des autres. Ce dernier aspect correspond au cas où les grains des différents plans contenus dans l'épaisseur de la coupe se superposent exactement. Dans ce dernier cas, la distance séparant les grains est facilement mesurable. Elle est alors remarquablement constante et, ainsi que nous l'avons déjà dit, égale à 85 Å. Dans les cas où la superposition des plans se traduit par un aspect linéaire, les différentes rangées sont également distantes les unes des autres de 85 Å.

Ces arrangements réguliers rappellent étrangement une organisation de type cristallin analogue à celle observée par Wyckoff (1) sur des protéines au des protéines-virus par répliques ombrées, ou, sur coupes, par Morgan et ses collaborateurs étudiant des cultures de cellules He La auxquelles avaient été inoculés des virus-protéiques (2).

Il ne semble pas cependant qu'il s'agisse ici de protéines virus. Nous écartons cette interprétation pour les raisons suivantes : 1° petitesse des corpuscules ; 2° puissance du contraste ; 3° absence apparente de structure hétérogène dans les granules ; 4° présence des mêmes amas protéiques organisés dans des animaux de provenances très différentes. Signalons également que Elbers (3) a observé des structures très analogues dans des œufs de Limnée (pondus).

Outre ces arrangements, on observe, épars dans la substance fondamentale de la plaquette vitelline, des grains isolés tout à fait comparables par leur dimension et leur contraste à ceux constituant les amas que nous venons de décrire, et qui sont sans aucun doute de même nature.

Que représentent ces grains ? L'étude histochimique montre que les plaquettes vitellines sont très riches en protéines. La réaction au bleu

de bromophénol mercurique est fortement positive à leur niveau. Elle permet de plus de distinguer que les plaquettes sont de structure hétérogène et renferment de petites zones de coloration plus intense correspondant vraisemblablement à des régions particulièrement riches en protéines. Cet aspect recoupe parfaitement les images montrées par le microscope électronique, les amas de grains révélés par ce dernier correspondant certainement aux zones des globules vitellins très riches en protéines. On peut donc penser que les grains de 60 Å, arrangés régulièrement au niveau des amas, sont des macromolécules protéiques disposées selon un arrangement de type cristallin. Seule l'obtention de diagrammes de diffraction permettra de savoir s'il est permis de parler là de cristaux.

Les préparations obtenues après fixation osmiée montrent que les amas de nature protéique présentent un magnifique contraste aux électrons. On pourrait de ce fait les qualifier de « fortement osmiophiles », admettant qu'il s'agit à leur niveau d'un phénomène de diffusion des électrons sur un métal lourd, ici l'osmium. En réalité, l'osmium n'intervient que pour une très faible part dans le contraste observé. En effet, l'examen de coupes minces d'ovocytes fixés au formol 10 % non tamponné montre parfaitement les amas de grains régulièrement arrangés, ainsi que les grains isolés épars dans les plaquettes vitellines, et ceci avec un contraste d'autant plus spectaculaire que la substance fondamentale est, dans ce mode de fixation, fortement estompée (*pl.* III et IV, *fig.* 2). Le contraste présenté par les granules est donc tout à fait indépendant de la présence d'un métal lourd dans le liquide fixateur.

A quoi faut-il attribuer un tel contraste ?

Une première hypothèse est qu'il existerait, au niveau des granules, des *métaux* tels le fer ou le cuivre, susceptibles de provoquer un certain *contraste de diffusion élastique* de type classique. On sait en effet que le numéro atomique de l'élément intervient par son carré dans l'évaluation du contraste. Or, la microincinération montre que les ovocytes contiennent de faibles traces de fer.

Une deuxième hypothèse est qu'il peut s'agir ici, pour des détails qui sont à l'échelle du pouvoir séparateur du microscope électronique, d'un *contraste d'interférence*, dans le sens attaché à ce mot par von Borries ([4]).

Enfin, au niveau des amas de grains, la perte d'énergie par ionisation des électrons peut être plus grande que dans le reste de la plaquette vitelline, et ceci pourrait donner lieu à un *contraste par diffusion inélastique* ([5]).

Les faibles traces de fer contenues dans les ovocytes suffisent-elles à expliquer le beau contraste présenté par les granules protéiques après fixation au formol ? Sans vouloir pour le moment trancher cette question, il nous semble que les autres types de contraste auxquels nous venons de faire allusion interviennent plus souvent qu'on ne l'admet en général

dans les aspects observés au microscope électronique. Ainsi, des pigments mélaniques provenant de différents tissus, présentent eux aussi, après fixation au formol, un très fort contraste aux électrons. Or, on sait qu'il s'agit là de substances ne renfermant pas de métaux lourds (composés phénoliques). La notion de « structure osmiophile » appliquée à toute structure visible au microscope électronique après fixation osmiée nous semble devoir expliquer une part importante certes, mais non la totalité des contrastes observés avec cet appareil.

EXPLICATION DES PLANCHES.

Planche I. — Les figures 1 et 2 montrent des aspects présentés par des ovocytes fixés à l'acide osmique tamponné (*fig.* 1) et au formol 10 % non tamponné (*fig.* 2). Dans la figure 1, on voit, dans le cytoplasme d'un très jeune ovocyte, les mitochondries *M*, et les globules vitellins *gb* renfermant les amas protéiques. *N*, noyau; *mn*, membrane nucléaire; *mc*, membrane cytoplasmique. Dans la figure 2, le cytoplasme est très estompé, de même que les contours des plaquettes contenant les amas de grains *c*. *Fig.* 1, gr. direct 8 000, gr. photogr. 16 000; *fig.* 2, gr. direct 5 000, gr. photogr. 15 000.

Planche II. — Plaquette vitelline provenant d'un ovocyte fixé au tétroxyde d'osmium tamponné. Remarquer l'arrangement régulier des grains au niveau des amas, ainsi que les grains isolés se trouvant dans la substance fondamentale. On notera également, dans la substance fondamentale de la plaquette vitelline, l'existence d'une large plage régulièrement striée et dont la signification nous échappe. Gr. direct 45 000; gr. photogr. 170 000.

Planche III. — Plaquette vitelline provenant d'un ovocyte fixé au formol 10 % non tamponné. Noter le contraste présenté par les grains protéiques dans ce mode de fixation. Gr. direct 45 000; gr. photogr. 170 000.

Planche IV. — Très forts grandissements de fragments de plaquettes vitellines fixées au tétroxyde d'osmium tamponné (*fig.* 1) et au formol 10 % non tamponné (*fig.* 2). Gr. direct 45 000; gr. photogr. 425 000.

Microscope électronique R. C. A. E. M. U. 3 CF; Ouverture du diaphragme condenseur : 200 μ; ouverture du diaphragme objectif : 50 μ. Coupes observées sur membranes de carbone et clichés pris sous une tension de 100 kV.

(1) R. W. G. WYCKOFF et L. W. LABAW, *Les techniques récentes en microscopie électronique et corpusculaire*, Colloques internationaux du C. N. R. S., Toulouse, 1954, p. 135-144.

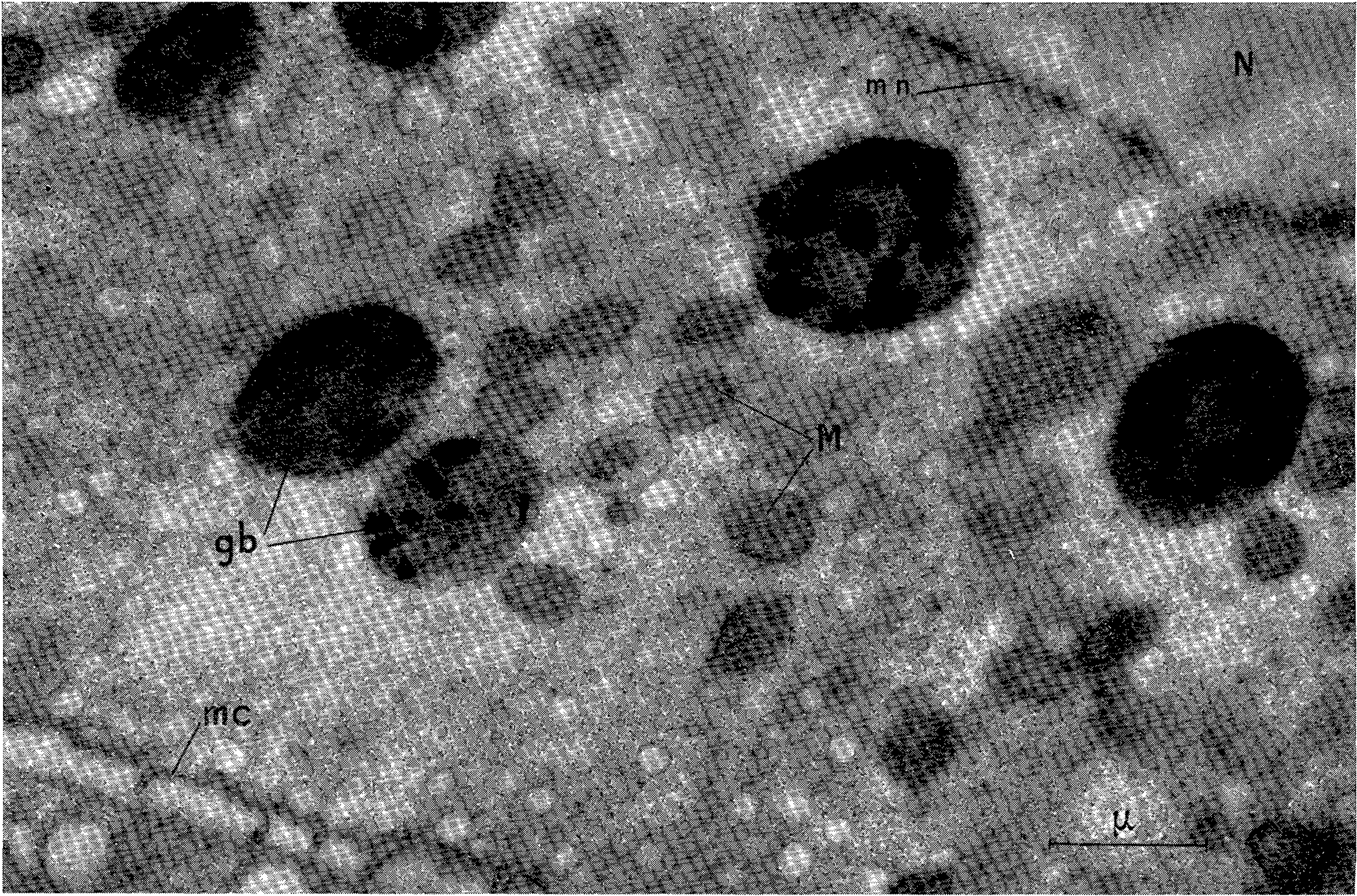
(2) C. MORGAN, C. HOWE, H. M. ROSE et D. H. MOORE, *J. Biophys. Biochem. Cytol.*, **2**, 1956, p. 351-360.

(3) *Koninkl. Nederl. Akad. v. Wettensch.*, **60**, 1957, p. 96-98.

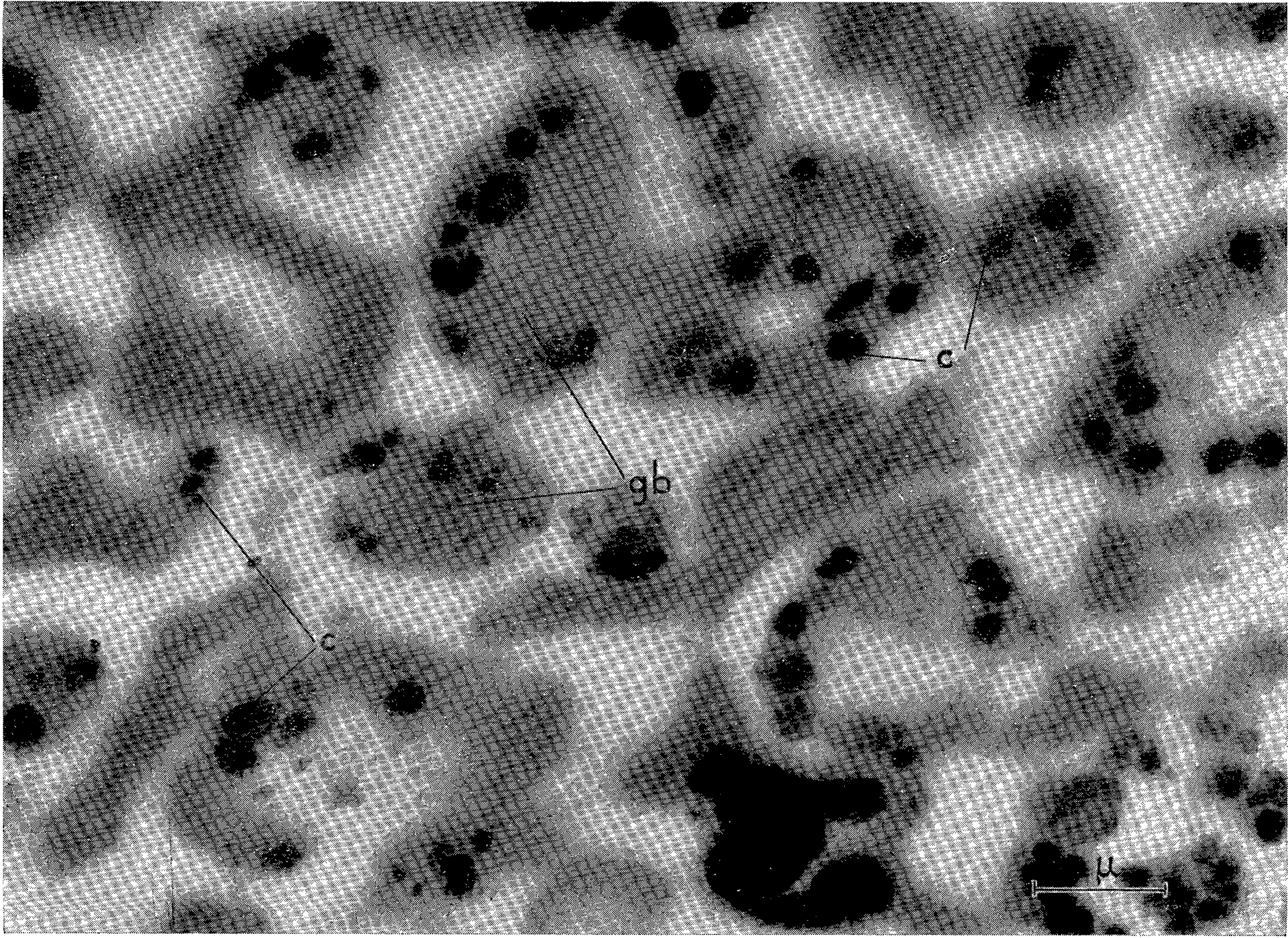
(4) B. VON BORRIES, *Proc. of the Stockholm Conference*, 1956, p. 60-64.

(5) P. CHANSON et CL. MAGNAN, *Comptes rendus*, **238**, 1954, p. 1701 et *Proc. Intern. Conf. Electron Microscopy*, Londres, 1954, p. 294-299.

(*Collège de France, Laboratoire de Physique atomique et moléculaire, et École Normale Supérieure, Laboratoire de Botanique.*)

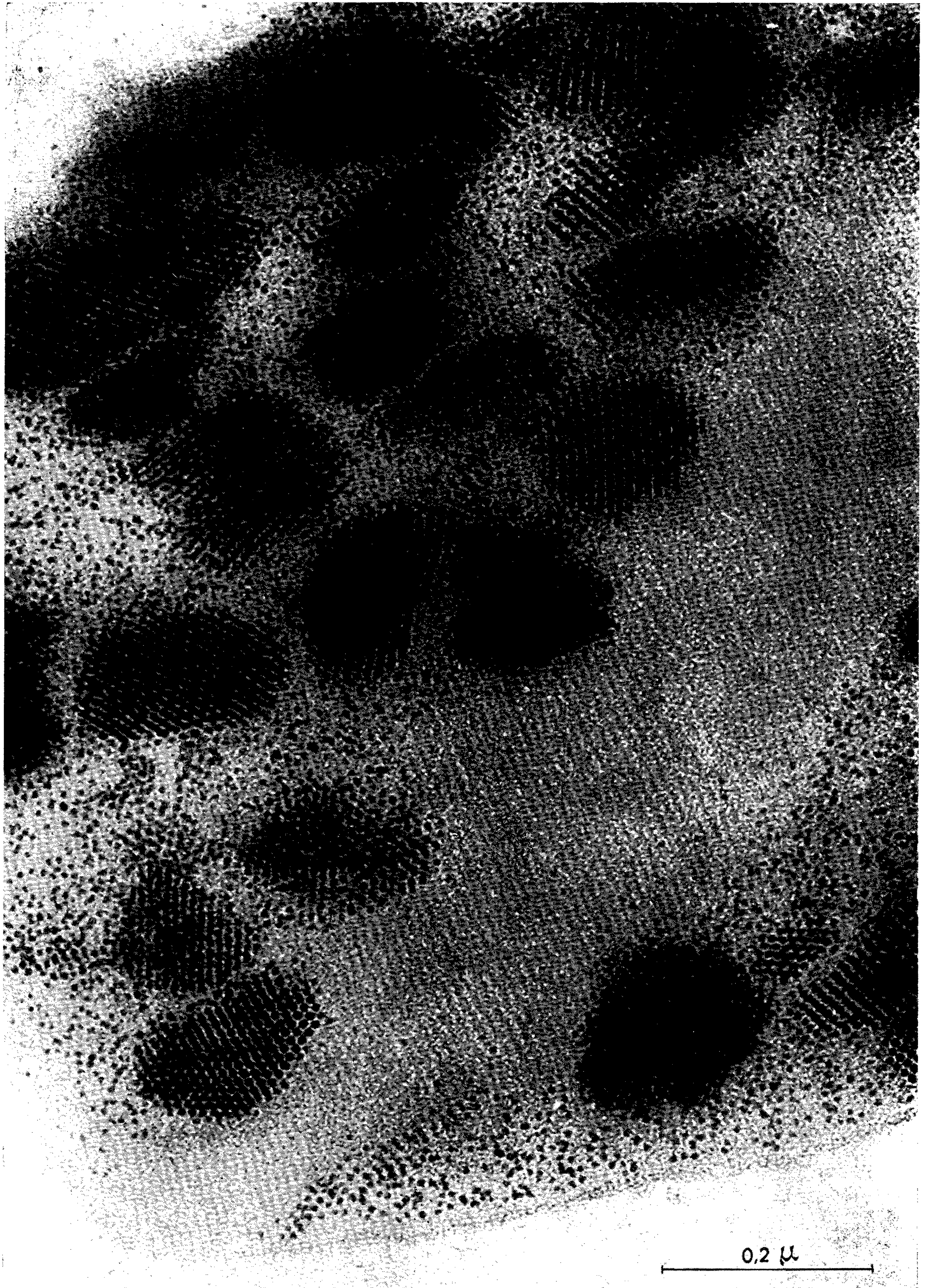


1

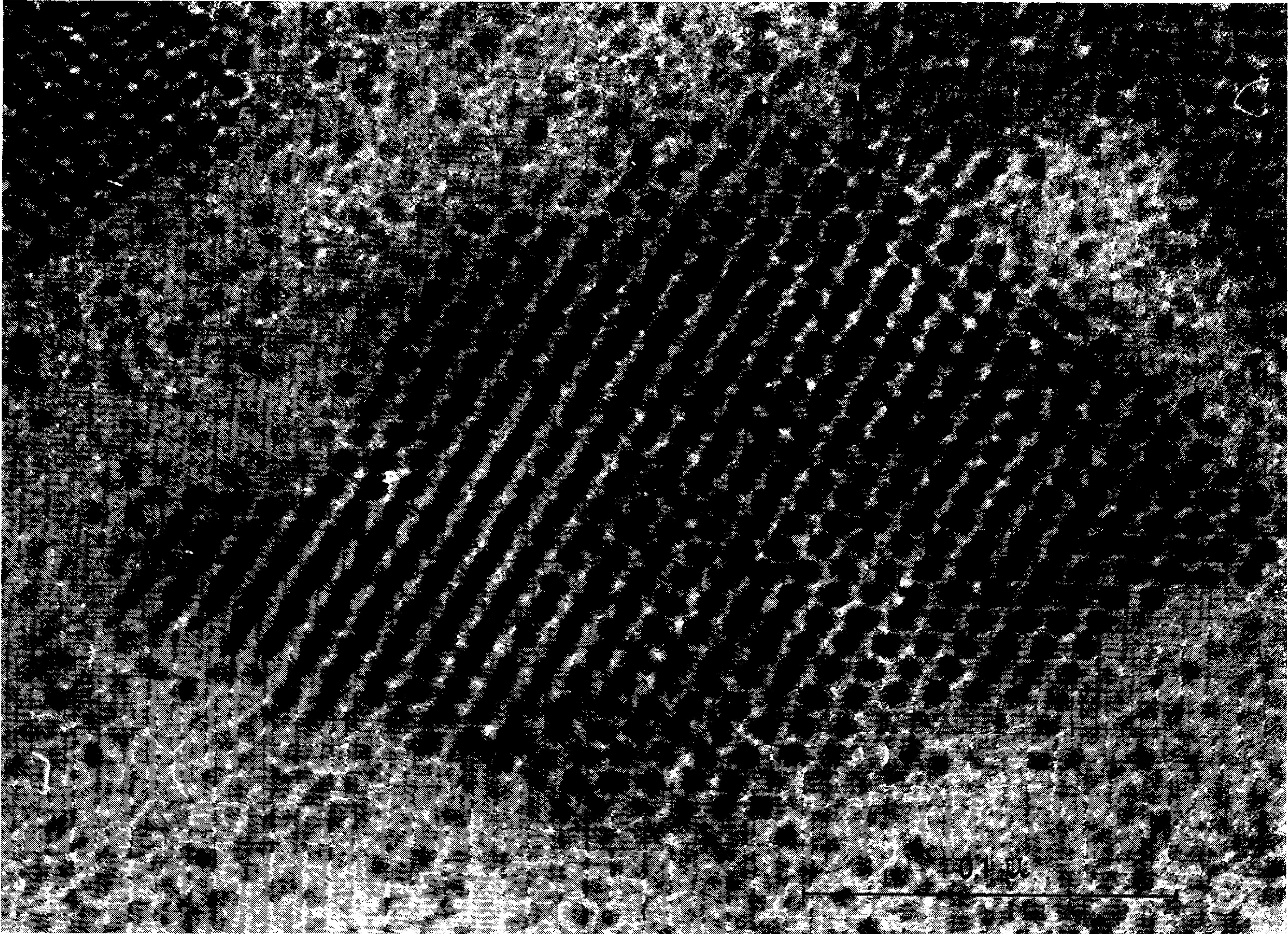


2

PLANCHE II.




0,2 μ



1



2

BIOLOGIE PHYSICO CHIMIQUE. — *Une méthode simple pour doser le facteur clarifiant du sang par une mesure de la lipolyse.* Note de M. **Pierre May**, présentée par M. Jacques Duclaux.

De nombreux auteurs ont signalé les insuffisances des techniques actuelles de dosage de la lipoprotéine lipase, toutes fondées sur des mesures turbidimétriques. Nous proposons une méthode basée sur une estimation quantitative de la lipolyse. Cette méthode est sensible et reproductible. Elle donne des valeurs de l'activité lipolytique proportionnelles à la concentration en lipoprotéine lipase.

L'importance du facteur clarifiant, ses relations avec certains états pathologiques ont rendu nécessaires des méthodes de mesure de l'activité clarifiante d'un plasma prélevé après injection d'héparine dans des conditions déterminées.

Les méthodes actuelles sont fondées sur un même principe : mesure de la diminution de l'opacité d'une émulsion artificielle en présence du plasma à étudier.

Toutefois, cette diminution d'opacité n'est qu'un reflet imparfait du phénomène chimique essentiel, la lipolyse, libération d'acides gras résultant de l'hydrolyse des triglycérides (chylomicrons ou émulsion artificielle).

De nombreux auteurs ont souligné la nécessité d'une mesure directe de l'activité d'un plasma par une estimation quantitative des acides gras libérés au cours de la lipolyse.

Nous avons mis au point une méthode qui répond à cette exigence, tout en étant d'application facile et rapide ([1]).

Principe de la méthode. — L'addition d'acides gras à une solution de titre donné d'éosine et d'albumine de plasma de bœuf modifie instantanément le spectre de cette solution ([2]). L'addition de plasma hépariné et d'une émulsion d'huile à cette même solution produit progressivement un effet analogue dû aux acides gras libérés par réaction lipasique. C'est sur cet effet que nous basons notre méthode. Nous pouvons suivre ainsi la réaction en milieu extrêmement dilué, à la température du laboratoire.

Réactifs et plasmas utilisés. — On prépare :

— du tampon phosphate 0,05 M, pH 7,1 ;

— une solution $1,5.10^{-4}$ M d'éosine dans le tampon : soit E cette solution;

— une solution à 2,00 % d'albumine de bœuf Armour (fraction V) dans du tampon : soit A cette solution;

— une émulsion lipidique préparée selon la formule et la méthode de Grossman ([3]) : huile de sésame, 10 g; « Tween 60 », 0,50 g; solution glucose à 5 %, 100 ml.

Cette émulsion est diluée à 1 pour 250 dans l'eau distillée, au moment de l'emploi. Soit L cette dernière solution.

D'autre part, les plasmas héparinés sont préparés selon les indications de Grossman ([3]).

Méthode de mesure. — On effectue toutes les manipulations à la température de 22° environ. On ajoute 0,4 ml du plasma étudié à 1,6 ml de la solution A : soit M le mélange.

On mélange 0,4 ml de M, 2 ml de L et 1 ml de E. On complète avec du tampon à 25 ml. On agite (temps zéro). On mesure les densités optiques de cette solution, sous 1 cm d'épaisseur à 516 et 536 mμ après 5 et 105 mn en utilisant comme blanc la même solution exempte d'éosine.

Soient $d_{516}^{5\,\text{mn}}$, $d_{536}^{5\,\text{mn}}$, $d_{516}^{105\,\text{mn}}$ et $d_{536}^{105\,\text{mn}}$.

L'activité lipolytique est donnée par le nombre

$$\Delta = 1000 \times [(d_{536}^{5\,\text{mn}} + d_{516}^{105\,\text{mn}}) - (d_{516}^{5\,\text{mn}} + d_{536}^{105\,\text{mn}})].$$

Remarque. — Les densités optiques d_{516} et d_{536} à 516 et 536 mμ de la solution observée spectrophotométriquement varient linéairement en fonction du temps, mais en sens contraire. De même $\delta = d_{516} - d_{536}$ varie linéairement en fonction du temps. La grandeur Δ n'est autre que la variation de δ entre 5 et 105 mn, multipliée par 1000.

Précaution. — Manipuler toutes les solutions d'éosine à l'abri de la lumière.

Discussion. — La méthode est proportionnelle, fidèle et sensible.

I. *Proportionnalité.* — Il y a proportionnalité entre la quantité de facteur clarifiant du plasma et la valeur trouvée pour Δ. Nous nous en sommes assurés de deux façons :

a. Nous appliquons la méthode à une série de « plasmas » obtenus en mélangeant des proportions connues d'un plasma de rat hépariné h à un plasma de rat normal n. Nous obtenons les résultats suivants :

	Composition des « plasmas ».	Δ.
« Plasma » n° 1......	$\frac{4}{4}n$	00
» n° 2......	$\frac{1}{4}h + \frac{3}{4}n$	55
» n° 3......	$\frac{2}{4}h + \frac{2}{4}n$	103
« Plasma » n° 4......	$\frac{3}{4}h + \frac{1}{4}n$	151
» n° 5......	$\frac{4}{4}h$	193

b. Appliquant la méthode à une série de « plasmas » obtenus en mélangeant des proportions connues du plasma de rat hépariné h à la solution A d'albumine de bœuf à 2 %, nous obtenons les résultats suivants :

	Composition des « plasmas ».	Δ.
« Plasma » n° 1......	$\frac{4}{4}A$	00
» n° 2......	$\frac{1}{4}h + \frac{3}{4}A$	56
» n° 3	$\frac{2}{4}h + \frac{2}{4}A$	115
« Plasma » n° 4......	$\frac{3}{4}h + \frac{1}{4}A$	156
» n° 5......	$\frac{4}{4}h$	193

La méthode a été mise au point avec du plasma de rat, nous avons constaté qu'elle s'applique également au plasma humain.

En dosant une série de « plasmas » obtenus par mélange d'un plasma humain hépariné H et de la solution d'albumine de bœuf A, nous obtenons les résultats suivants (en double) :

	Composition des « plasmas ».	Δ.			Composition des « plasmas ».	Δ.	
« Plasma » n° 1...	$\frac{4}{4}$A	00	00	« Plasma » n° 4...	$\frac{3}{4}$H + $\frac{1}{4}$A	88	82
» n° 2...	$\frac{1}{4}$H + $\frac{3}{4}$A	23	23	» n° 5...	$\frac{4}{4}$H	108	111
» n° 3...	$\frac{2}{4}$H + $\frac{2}{4}$A	54	57				

II. *Reproductibilité.* — Le tableau III, donne un exemple de la fidélité de la méthode.

III. *Sensibilité.* — On peut apprécier l'activité clarifiante d'un plasma dix fois moins actif que la moyenne.

Signalons enfin, que la grandeur Δ a une signification chimique précise. Dans une autre publication, à paraître prochainement, nous montrons la correspondance entre la valeur trouvée pour Δ et la concentration équivalente *c* d'acide oléique libéré dans la solution observée spectrophotométriquement entre les temps 5 et 105 mn (ainsi, à $\Delta = 100$ correspond $c = 13$ μmoles/l).

(1) Le travail a été effectué avec la collaboration technique de M[lle] J. Bordé.

(2) E. Le Breton, Ch. Frayssinet et P. May, *Bull. Acad. Suisse Sc. Med.*, 13, 1957, p. 229.

(3) M. I. Grossman, *J. Lab. et Clin. Med.*, 43, 1954, p. 445.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur la présence d'acide urocanique dans les bactéries* Micrococcus lysodeikticus. Note (*) de M[me] **Jana Grégoire** et M. **Jean Grégoire**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Au cours d'un travail antérieur (1) sur la séparation des nucléotides libres de *Micrococcus lysodeikticus* par chromatographie sur échangeur d'anion, nous avions noté la présence constante dans la première fraction éluée d'un composé absorbant intensément la lumière ultraviolette à 267 mμ à pH 1 et à 286 mμ à pH 13. Nous avions signalé que ce composé résistait à l'hydrolyse acide et qu'il était exempt de ribose et de phosphore.

Les variations caractéristiques du spectre ultraviolet de la substance en fonction du pH nous ont permis d'identifier celle-ci à l'acide urocanique (acide imidazol-acrylique). Ce composé intermédiaire du catabolisme de

l'histidine chez les Mammifères ([2]), ([3]), ([4]) et certains microorganismes ne paraît pas avoir été jusqu'à présent isolé des corps bactériens, mais sa production par les bactéries du groupe *Coli Typhosus* cultivées sur solution de Ringer additionnée d'histidine a été rapportée par Raistrick en 1917 ([5]), et l'on a démontré récemment que des extraits acellulaires des bactéries *Pseudomonas fluorescens* ([6]) et *Aerobacter ærogenes* ([7]) adaptées à l'histidine, transformaient cette dernière en acide urocanique, puis en acide glutamique.

Isolement de l'acide urocanique. — Les bactéries, cultivées sur gélose, nutritive ordinaire à 37° ont été récoltées après 72 h, lavées deux fois au ClNa à 9 ‰ par centrifugation à 18 000 t/mn et extraites par l'acide perchlorique 0,6 N à 0°. L'extrait a été chromatographié sur échangeur d'anion à ammonium quaternaire Dowex 1-X-10 (Formiate) dans les conditions décrites antérieurement ([1]), plusieurs fractions absorbant la lumière ultraviolette à 260 mμ ont été séparées; la première d'entre elles, A a été neutralisée par l'ammoniaque et chromatographiée de nouveau sur Dowex, l'élution étant effectuée avec un faible gradient d'acide formique très dilué. De la sorte trois composants ont été séparés : l'acide urocanique, l'acide cytidylique (CMP 5′) et une substance non identifiée donnant de la nicotinamide par hydrolyse. L'acide urocanique a été adsorbé sur charbon Activit 50 XP et élué par l'éthanol aqueux à 1 % d'ammoniaque. Il cristallise en fines aiguilles par concentration. Rendement moyen de trois extractions : 250 μg par gramme de bactéries (poids sec).

Identification de l'acide urocanique. — *Spectres d'absorption ultraviolette.* — Les courbes d'absorption ultraviolette de la substance à différents pH, représentées ci-après (*fig.* 1 et 2), sont analogues à celles publiées récemment par Mehler et Tabor ([3]).

Chromatographies. — La substance et un témoin d'acide urocanique pur (Roche) ont le même comportement chromatographique :

1° sur colonne d'échangeur d'anion Dowex 1-X-10, 200-400 mailles (Formiate);

2° sur papier Whatman n° 1 avec les systèmes solvants suivants : éthanol 77 p., eau 23 p., $R_f = 0,61$; propanol n. 75 p., acide acétique 1,5 p., eau 23,5 p., $R_f = 0,63$; propanol-*n* 75 p., NH_4OH à 28% 1,5 p., eau 23,5 p., $R_f = 0,45$. Par chromatographie bidimensionnelle dans l'alcool isopropylique 2 N en ClH et dans le butanol saturé d'eau à 1 % d'ammoniaque, la substance et le témoin, déposés sur la même feuille, donnent une seule tache révélable par photographie dans l'ultraviolet et par la réaction de Pauly.

Électrophorèses. — Le caractère amphotère de la substance a été démontré par électrophorèse de celle-ci sur papier Whatman 3 MM. On a utilisé

des solutions tampons d'acétate M/20 de pH 4,6, 4,8, 5 et de citrate de pH 5,2 et 5,4. Le gradient de potentiel était de 18 V/cm, la durée 2 h, l'intensité de courant 5 mA. La substance migre comme le témoin d'acide urocanique vers l'anode à pH > 5, vers la cathode à pH < 5.

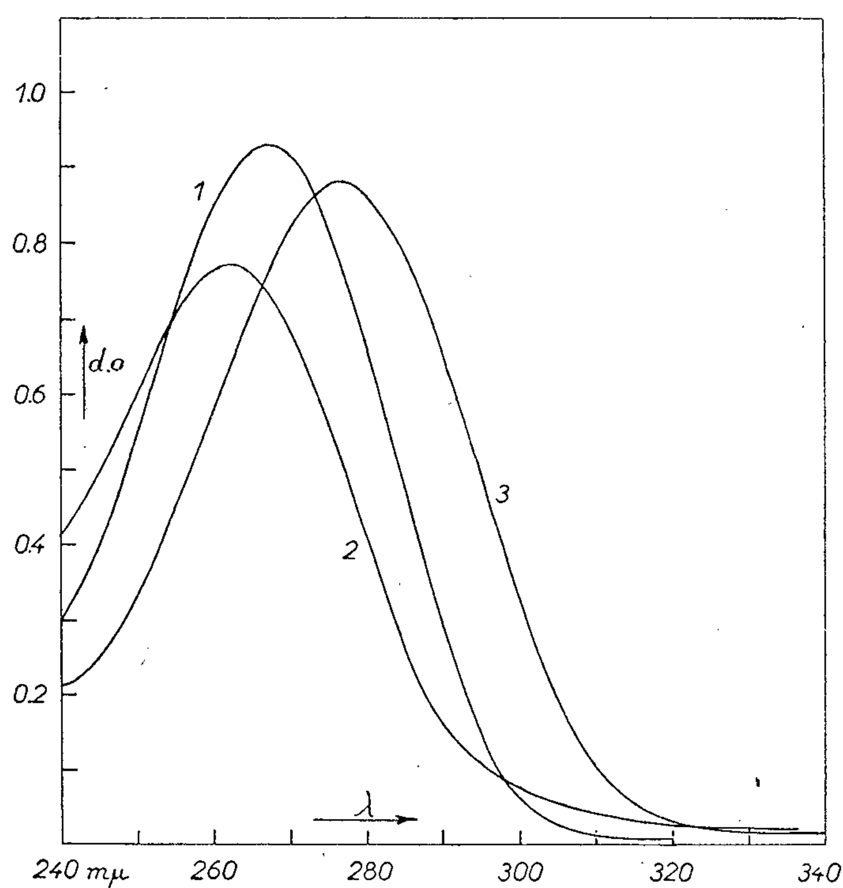


Fig. 1.

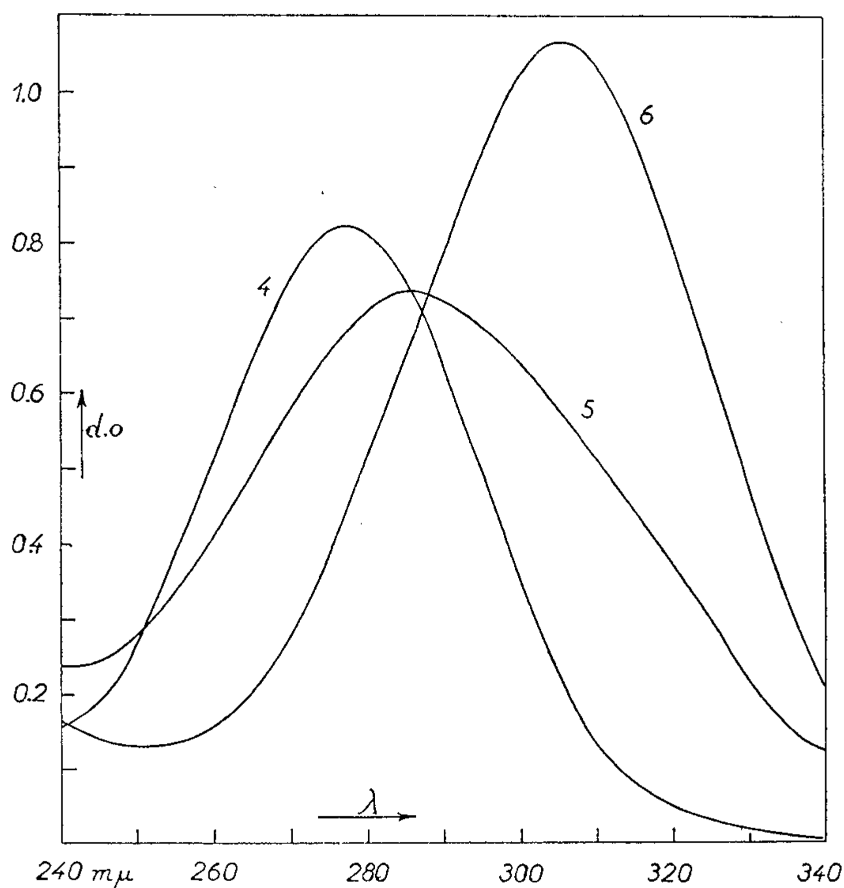


Fig. 2.

Effet du pH sur le spectre d'absorption de la substance.

Fig. 1. — Solvants : 1. ClH 0,1 N; 2, tampon acétate pH 4,6; 3, tampon phosphate pH 7,4.

Fig. 2. — 4, NaOH 0,01 N; 5, NaOH 0,1 N; 6, KOH 6,5 N.

Réaction du noyau imidazol. — Avec la *p*-nitroaniline diazotée la substance et le témoin donnent une coloration rouge-orangé d'égale intensité ayant un maximum d'absorption à 500 mμ.

Réduction de la double liaison de la chaîne latérale. — Après réduction par le Zn en présence de SO_4H_2 6N, la substance et le témoin perdent plus de 95 % de leur absorption dans l'ultraviolet au voisinage de 267 mμ.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

Le Docteur L. Colobert a procédé à la préparation des cultures.

(1) J. Grégoire, J. Grégoire et N. Limozin, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 140.
(2) Y. Oyamada, *J. Biochem. Japan*, 36, 1942, p. 227.
(3) A. H. Mehler et H. Tabor, *J. Biol. Chem.*, 201, 1953, p. 775.
(4) A. Abrams et H. Borsook, *J. Biol. Chem.*, 198, 1952, p. 205.
(5) H. Raistrick, *Biochem. J.*, 11, 1917, p. 71.
(6) H. Tabor et O. Hayaishi, *J. Biol. Chem.*, 194, 1952, p. 171.
(7) B. Magasanik et H. R. Bower, *J. Biol. Chem.*, 213, 1955, p. 571.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Évolution de la constitution enzymatique de la levure cultivée sur acide lactique ou sur glucose comme seule source de carbone.* Note (*) de MM. **Pierre Galzy** et **Piotr P. Slonimski**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Une culture prolongée (de 50 générations cellulaires environ) de la souche 59 R de *Saccharomyces cerevisiæ* sur lactate conduit à une « accoutumance » caractérisée par un taux de croissance accru et un pouvoir respiratoire élevé (1). Le présent travail apporte des données sur les activités de quelques enzymes extraits de deux souches, 59 R-*l* : souche accoutumée, 59 R-*o* : souche d'origine, lorsqu'elles prolifèrent soit sur glucose, soit sur lactate, ce qui permet de mieux distinguer la part qui revient directement à l'action du substrat de la croissance de celle qui revient au phénomène de l' « accoutumance ». Les conditions de culture aérobie sont identiques à celles décrites précédemment (1). Les déterminations des activités enzymatiques sont effectuées sur des extraits préparés à froid par le broyage à l'aide de billes de verre, dépourvus de cellules intactes et renfermant de 50 à 70 % des protéines cellulaires (2). Dans tous les cas les conditions du test ont été choisies de façon que la vitesse de la réaction soit limitée par la quantité d'extrait et que la vitesse en absence de substrat soit pratiquement négligeable. Les activités sont mesurées à 27° et rapportées au milligramme de protéines du broyat. Les conditions particulières sont pour la glucose-6-phosphate déshydrogénase, la réduction du T. P. N. (3) selon (5); pour la déshydrogénase isocitrique, la réduction du T. P. N. (6); pour la fumarase le dosage d'après (7); pour l'alcool déshydrogénase, la réduction du D. P. N. (3) d'après (8); pour les déshydrogénases succinique et lactique, la réduction du cytochrome *c* d'après (2). Si nécessaire, la réoxydation de l'accepteur d'hydrogène a été inhibée par addition de cyanure. Il est clair que les valeurs absolues ainsi obtenues sont sujettes à caution car elles dépendent entre autre de la méthode d'extraction qui peut être plus adéquate pour un enzyme que pour un autre. Par contre, la comparaison des mêmes activités enzymatiques des différentes cultures est entièrement valable, toutes les manipulations étant effectuées de manière standard et parallèlement.

On a vu précédemment que les paramètres métaboliques de la levure varient considérablement au cours du cycle de croissance (1), (9). Le tableau ci-dessous résume les résultats obtenus avec les quatre types de cultures, la levure étant prélevée soit en phase exponentielle, soit dans la phase du ralentissement du taux de croissance. L'activité de chaque enzyme est rapportée à son activité chez la levure d'origine prélevée en phase exponentielle sur glucose, laquelle constitue ainsi un étalon de réfé-

rence. Étant donné l'ensemble des erreurs possibles, les rapports qui diffèrent d'un facteur 2 peuvent ne pas avoir de signification réelle.

	Croissance sur							
	Glucose.				Lactate.			
	Phase de croissance							
	exponentielle.		ralentissement.		exponentielle.		ralentissement.	
Activité enzymatique.	59 R-*o*.	59 R-*l*.	59 R-*o*.	59 R-*l*.	59 R-*o*.	59 R-*l*.	59 R-*o*.	59 R-*l*.
Glucose-6-P déshydrogénase....	1	1	1	1	1	1	1	1
Isocitrate déshydrogénase....	1	1	2	1	2	2	1	1
Alcool déshydrogénase....	1	2	5	3	–	16	15	12
Fumarase...........	1	1	7	5	8	13	14	18
Succino déshydrogénase....	1	1	2	2	2	7	5	3
Lactico déshydrogénase....	1	1	4	4	2	14	4	4

Les activités spécifiques absolues de la première colonne sont dans l'ordre : 0,20 (ΔE_{340}); 0,10 (ΔE_{340}); 0,31 (ΔE_{340}); 0,06 (ΔE_{240}); 0,05 (ΔE_{550}); 0,07 (ΔE_{550}).

Elles sont toutes rapportées par minute et par milligramme de protéines.

On voit que la formation de deux enzymes, la déshydrogénase du glucose-6-phosphate et celle de l'isocitrate se produit de manière pratiquement identique quel que soit le milieu, la souche ou la phase de croissance. La biosynthèse des autres enzymes est de façon générale inhibée pendant la croissance sur glucose bien qu'à des degrés différents. La teneur en alcool déshydrogénase est faible sur glucose, augmentée sur lactate, plus élevée même, semble-t-il, que pendant la croissance sur alcool qui doit être vraisemblablement produit lorsque la culture sur glucose approche de la phase stationnaire [10]. Cette observation semble à première vue paradoxale. On comprend bien en effet l'importance de l'alcool déshydrogénase dans le métabolisme du glucose ou de l'alcool. On la comprend mal dans celui du lactate. Si on envisage, par contre, que cet enzyme fonctionne comme aldéhyde réductase on peut se demander s'il ne s'agit pas ici de la répression de la biosynthèse de l'enzyme par le produit de son activité comme dans certains cas décrits [11]. La biosynthèse de la fumarase est également inhibée par le glucose et ne montre pas de différences frappantes entre les souches *o* et *l*. Il est d'ailleurs remarquable à quel point ces deux souches sont pareilles dès qu'elles se mutiplient sur glucose [1]. Finalement, une propriété de la souche accoutumée qui la différencie clairement de la souche *o* est révélée par l'étude de la lactico-déshydrogénase. La première

forme l'enzyme à un rythme plus rapide sur lactate et atteint de ce fait en phase exponentielle une teneur beaucoup plus élevée que la seconde. Il est prématuré d'attribuer ce phénomène à la présence de lactate seulement car il peut également être lié à l'absence de l'inhibiteur (glucose). Dans les deux cas il mérite un examen plus approfondi. Notons aussi que le pouvoir fermentaire mesuré par le $Q_{CO_2}^{N_2}$ sur des cellules intactes en présence de glucose est diminué dans les cultures sur lactate. Cette diminution est surtout visible chez la souche *l* où le $Q_{CO_2}^{N_2}$ prend des valeurs voisines de 50 (au lieu de la valeur normale de 250).

(*) Séance du 4 décembre 1957.

(1) P. GALZY et P. P. SLONIMSKI, *Comptes rendus*, 243, 1957, p. 2423.
(2) P. P. SLONIMSKI, *La formation des enzymes respiratoires chez la levure*, n° 17, Masson, Paris, 1953.
(3) T. P. N., Triphosphopyridine nucléotide. D. P. N., Diphosphopyridine nucléotide.
(4) S. P. COLOWICK et N. O. KAPLAN, *Methods in Enzymology*, Acad. Press, New-York, 1955.
(5) A. KORNBERG et B. L. HORECKER, in (4), 1, p. 323.
(6) A. KORNBERG, in (4), 1, p. 705.
(7) H. M. HIRSCH, *Biochim. et Biophys. Acta*, 9, 1952, p. 674.
(8) E. RACKER, in (4), 1, p. 500.
(9) B. EPHRUSSI, P. P. SLONIMSKI, Y. YOTSUYANAGI et J. TAVLITZKI, *C. R. Labor. Carlsberg*, série Physiol., 26, n° 6, 1956, p. 87-102.
(10) M. LEMOIGNE, J.-P. AUBERT et J. MILLET, *Ann. Inst. Pasteur*, 87, 1954, p. 427.
(11) M. COHN, G. N. COHEN et J. MONOD, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 746.

(*Laboratoire de Génétique Physiologique du C. N. R. S., Gif-sur-Yvette, Seine-et-Oise.*)

CHIMIE PHYSIOLOGIQUE. — *Sur la précipitation des β-lipoprotéines du sérum par l'héparine en présence de certains cations bivalents.* Note (*) de MM. **Meier Burstein** et **Armand Praverman**, présentée par M. Léon Binet.

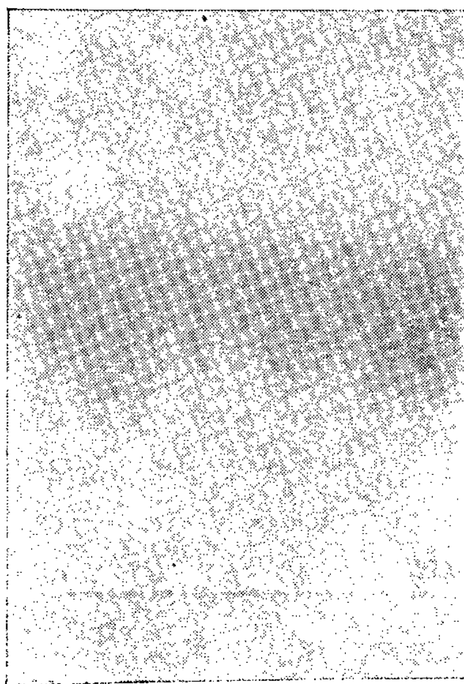
En présence du chlorure de nickel, du chlorure de cobalt, ou du chlorure de manganèse, l'héparine précipite la totalité des β-lipoprotéines du sérum sans les dénaturer. Cette précipitation réversible permet d'isoler les lipoprotéines par un procédé purement chimique.

Ajoutées au sérum en même temps que le chlorure de calcium ou le chlorure de magnésium, les héparinoïdes de synthèse (sulfate de dextrane, *tréburon*) précipitent sélectivement les β-lipoprotéines. Pour obtenir le même effet avec l'héparine, il est nécessaire de réduire au préalable la force ionique du sérum par dialyse contre l'eau distillée (1).

Il n'en est pas de même avec d'autres cations bivalents. En présence du chlorure de nickel, du chlorure de cobalt, ou du chlorure de manganèse,

l'héparine précipite les β-lipoprotéines même lorsqu'il s'agit d'un sérum non dialysé.

La précipitation s'effectue dans les conditions suivantes : à un volume de sérum humain parfaitement clair, à pH 7,70 environ, on ajoute, à la température de la chambre, 0,04 vol d'une solution d'héparine à 5 % (concentration finale : 2 ‰) et 0,1 vol d'une solution 0,25 M de Cl_2Ni ou Cl_2Co, ou Cl_2Mn. Un trouble apparaît immédiatement; après centrifugation (10 mn à 6 000 t/mn) on sépare le précipité qui renferme l'ensemble des β-lipoprotéines, et un surnageant clair. Celui-ci contient environ 30 % du taux initial des lipides, et l'électrophorèse sur papier, avec coloration des lipides par le noir Soudan, montre la disparition de la tache qui correspond aux β-lipoprotéines avec persistance de la tache des α-lipoprotéines qui ne sont pas précipitées.



Électrophorèse sur papier avec coloration des protides par le vert lumière de la solution des β-lipoprotéines (32 g de lipides et 8,50 g de protides par litre). Volume : 40 μl.

L'héparine peut être remplacée par le sulfate de dextrane. Dans les deux cas la concentration minima qui assure la précipitation de l'ensemble des β-lipoprotéines est de 2 ‰. La solution des chlorures doit être au moins 0,25 M (1 vol pour 10 vol de sérum); au-dessous la précipitation est incomplète. Par contre, on peut utiliser une solution moléculaire. La précipitation est empêchée en présence de 10 mg de ClNa par millilitre de sérum.

Le précipité renferme environ 70 % de lipides du sérum et 1 et 2 % de protides. Lavé trois fois à l'eau distillée, il est redissous dans une solution de ClNa à 5 % ; le précipité est très soluble, et il suffit d'un volume de solvant qui correspond à un dixième du volume initial du sérum.

Lorsqu'il s'agit de Cl_2Co ou Cl_2Mn, le précipité est entièrement soluble; dans le cas du Cl_2Ni, il reste une faible fraction insoluble; celle-ci correspond à des protéines autres que les β-lipoprotéines.

La solution des β-lipoprotéines renferme de l'héparine et les cations ajoutés

au sérum. On élimine les cations par dialyse contre une solution de Cl Na à 9 ‰ tamponnée à pH 7,70; l'héparine peut être éliminée par la protamine suivant la technique décrite pour l'isolement des β-lipoprotéines après précipitation par le sulfate de dextrane en présence de Cl_2Ca [2].

Les β-lipoprotéines ainsi isolées contiennent environ 20 % de protides et 80 % de lipides.

L'électrophorèse sur papier (*fig.*) montre l'existence d'une seule bande qui correspond aux β-globulines.

La solution des β-lipoprotéines, parfaitement limpide, supporte la congélation à — 15° C; après congélation à — 30° C, une partie devient insoluble. La lyophilisation rend les β-lipoprotéines entièrement insolubles; même la fraction protidique devient insoluble; il en est de même après délipidation à froid par le mélange alcool-éther.

Vers pH 5,00, l'héparine forme avec les β-lipoprotéines un complexe insoluble [3]; à un pH plus alcalin le complexe existe sous forme soluble [4]; il précipite en présence de Cl_2Ca et Cl_2Mg lorsque la force ionique est très réduite, et en présence de Cl_2Ni, Cl_2Co et Cl_2Mn même lorsque la force ionique est plus élevée.

Il en résulte que les cations bivalents, qui par eux-mêmes ne précipitent pas les protéines sériques [5], insolubilisent le complexe héparine-β-lipoprotéines [6].

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) M. Burstein, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 527.

(2) M. Burstein et J. Samaille, *J. Physiol.*, 49, 1957, p. 83.

(3) M. Burstein, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 586.

(4) P. Bernfield, N. M. Donahue et M. E. Berkowitz, *J. Biol. Chem.*, 226, 1957, p. 51.

(5) D'autres cations bivalents, comme le chlorure de cadmium, le chlorure de zinc, le chlorure ferreux, précipitent à partir d'une certaine concentration les protéines sériques. En utilisant de faibles concentrations, qui ne troublent pas le sérum, on peut précipiter sélectivement les β-lipoprotéines en présence de l'héparine.

(6) Le Cl_2Ba et le Cl_2Sr représentent une exception puisqu'ils empêchent la précipitation des β-lipoprotéines en présence du sulfate de dextrane et du Cl_2Ca [1]. Ceci est dû au fait que ces cations forment un complexe inactif avec l'héparine et les héparinoïdes de synthèse.

PHARMACODYNAMIE. — *Activité curarisante de quelques nouveaux sels d'ammonium quaternaires, isomères des polyméthylènes bis-(carbamoylcholines).* Note de MM. **Jean Cheymol, Pierre Chabrier, René Giudicelli, Henry Najer** et **François Bourillet**, présentée par M. Léon Binet.

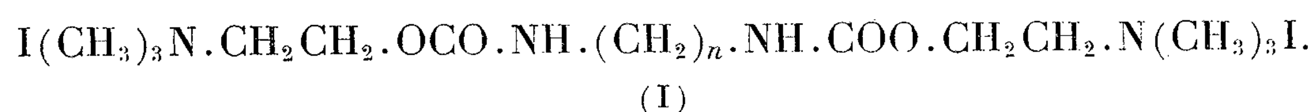
La permutation des groupements fonctionnels isostères —O— et —NH— des fonctions carbamoyles dans les substances de formule



$$I(CH_3)_3N.CH_2CH_2.OCO.NH.(CH_2)_n.NH.COO.CH_2CH_2.N(CH_3)_3I$$

entraîne une diminution considérable du pouvoir acétylcholinomimétique.

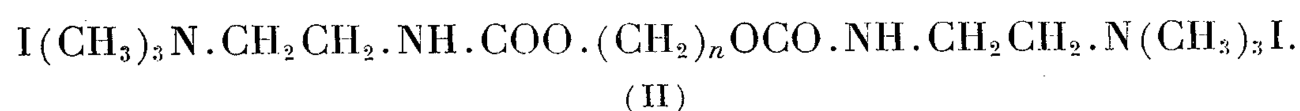
Nous avons décrit ([1]) quelques dérivés de la carbamoylcholine de formule générale (I) et étudié leurs propriétés acétylcholinomimétiques :



$$I(CH_3)_3N.CH_2CH_2.OCO.NH.(CH_2)_n.NH.COO.CH_2CH_2.N(CH_3)_3I.$$

(I)

Dans ce travail, nous décrivons quelques composés de formule générale (II) dont la parenté structurale avec les composés (I) est évidente (permutation des groupements fonctionnels isostères —O— et —NH— de la fonction carbamoyle) et étudierons quelques-unes des propriétés pharmacologiques curarisantes.

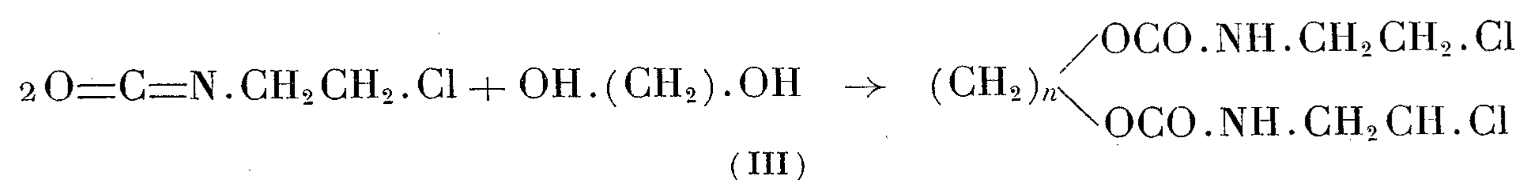


$$I(CH_3)_3N.CH_2CH_2.NH.COO.(CH_2)_nOCO.NH.CH_2CH_2.N(CH_3)_3I.$$

(II)

Les composés (II) s'obtiennent à la suite des réactions suivantes :

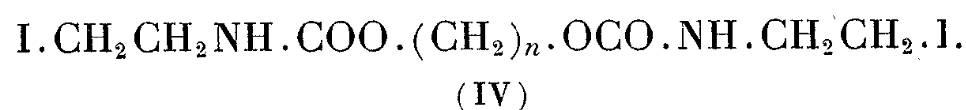
1. *Préparation des bis-*(N-β-*chloroéthylcarbamates*) *de polyméthylène* (III), obtenus par action de l'isocyanate de β-chloroéthyle ([2]) sur les polyméthylènediols sans milieu intermédiaire :



$$2O{=}C{=}N.CH_2CH_2.Cl + OH.(CH_2).OH \rightarrow (CH_2)_n\begin{cases} OCO.NH.CH_2CH_2.Cl \\ OCO.NH.CH_2CH.Cl \end{cases}$$

(III)

2. *Préparation des bis-*(*N-*β-*iodoéthylcarbamates*) *de polyméthylène* (IV), obtenus par ébullition prolongée du dérivé dichloré (III) avec un grand excès d'iodure de sodium en milieu acétonique



$$I.CH_2CH_2NH.COO.(CH_2)_n.OCO.NH.CH_2CH_2.I.$$

(IV)

3. *Préparation des bis-*(N-β-*iodométhylates de diméthylaminoéthylcarbamates*) *de polyméthylène* (II) : Ces composés s'obtiennent avec d'excellents rendements, par action en tube scellé de la triméthylamine sur les dérivés diiodés (IV) en milieu acétonique anhydre et en chauffant pendant quelques heures à 100°.

Le tableau I ci-dessous indique les points de fusion des composés nouveaux ainsi préparés.

TABLEAU I.

Points de fusion.

n.	(III).	(IV).	(II).
2	133°	149°	229–230°
3	110	136	241–242°.
5	104	153	Très hygroscopique
6	102	152	137–138°
9	98	130	Très hygroscopique
10	109	130	170° cristallisé avec 0,5 mol d'eau

Les propriétés pharmacodynamiques des composés (II) ont été étudiées. Nous indiquerons seulement dans le tableau II les doses léthales 50 souris et les doses entraînant la paralysie musculaire de la nuque et du cou du lapin. A titre comparatif, nous joignons les résultats des mêmes déterminations réalisées avec les diiodures de bis-(carbamoylcholines) de formule (I).

TABLEAU II.

Doses léthales (souris) et doses entraînant la chute de la tête (lapin) des composés de formule (I) *et* (II).

	$(CH_2)_n<^{OCO.NH.CH_2CH_2.N(CH_3)_3I}_{OCO.NH.CH_2CH_2.N(CH_3)_3I}$ (II)		$(CH_2)_n<^{NH.COO.CH_2CH_2.N(CH_3)_3I}_{NH.COO.CH_2CH_2.N(CH_3)_3I}$ (I)	
n.	DL_{50} souris i/v (mg/kg).	Doses entraînant la chute de la tête du lapin, perfusion lente (mg/kg).	DL_{50} souris i/v (mg/kg).	Doses entraînant la chute de la tête du lapin, perfusion lente (mg/kg).
2	1,25	3,1	1,45	1,15
3	3,25	6,1	1,2	0,82
5	1,60	1,8	0,27	0,14
6	1,60	0,8	0,13	0,034
9	1,60	1,9	–	–
10	0,77	0,99	0,5	0,09

L'examen du tableau II montre pour la série (II) une toxicité n'allant pas de pair avec le pouvoir curarisant. Dans les deux séries le terme pour $n = 6$ est le plus paralysant, mais le dérivé de la carbamoylcholine (I) est 23,5 fois plus actif que son isomère (II).

L'essai qualitatif sur les différents tests (poussin, préparation nerf sciatique-muscle tibial et soléaire du chat) montre pour les deux séries un mécanisme acétylcholinomimétique net [3].

(1) J. CHEYMOL, R. DELABY, H. NAJER et Y. GAY, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 1711; J. CHEYMOL, R. DELABY, P. CHABRIER, H. NAJER et F. BOURILLET, *Arch. int. Pharmacodyn.*, 28, 1954, p. 161-182

(2) H. WENKER, *J. amer. chem. Soc.* 58, 1936, p. 2618.

(3) J. CHEYMOL, *Thérapie*, 12, 1957, p. 321-356.

VIROLOGIE. — *Multiplication du virus de la rage des rues sur une cellule gliale (Ependymome de la Souris) en culture de tissus; aspect histologique.* Note de M. **PASCU ATANASIU** et Mme **CHRISTIANE LAURENT**, présentée par M. René Dujarric de la Rivière.

Le virus de la rage des rues se multiplie sur une cellule gliale de souris, d'origine tumorale, entretenue en culture de tissus. Le virus produit une lente dégénérescence cellulaire et des inclusions spécifiques (corps de Negri). L'inoculation des animaux, après cinq passages en série, provoque la rage des rues avec lésions typiques.

La multiplication *in vivo* du virus de la rage fixe sur cellules tumorales de la même lignée a été réalisée avec succès ([1]). Le virus fixe de la rage n'a pas montré en culture de tissus d'affinité particulière pour les cellules cancéreuses d'origine humaine, souche K. B. ([2]), ni pour les cellules HeLa ([3]).

Nous avons utilisé une souche de rage des rues, isolée d'un cas humain (1957) à l'hôpital de l'Institut Pasteur ([4]) et qui avait subi deux passages sur lapin. On inocule 0,10 ml du virus de second passage sur cerveau lapin à la dilution 10^{-2}, à une culture de 24 h de cellules ependymaires. Après 30 mn de contact du virus à 37°, on ajoute le milieu nutritif.

La souche de cellules ependymaires de souris, maintenue en culture de tissus, nous a été fournie par Pearson ([5]), qui nous a donné quatre clones. Cette souche a subi plus de vingt passages dans notre laboratoire. Le milieu employé est l'hydrolysat de caséine ([6]) dans la solution de Earle avec 10 % de sérum inactivé de cheval. On change le milieu tous les quatre jours pendant deux mois. La température d'incubation est de 37°. A partir du 4e jour, on effectue régulièrement des titrages du liquide surnageant, en l'injectant après centrifugation, par la voie intracérébrale, à des souris de 14 à 16 g.

Résultats. — Nous avons fait cinq passages en série, en étudiant chaque fois l'aspect histologique des cellules infectées et fait l'identification du virus avec un immun-sérum.

Le premier passage a subi huit changements de milieu pendant une période de 39 jours. A l'examen direct, nous n'avons observé qu'une légère dégénérescence des cellules après le 18e jour. Le 4e jour, il y avait dans la culture des traces de virus, le 10e jour une absence totale et, à partir du 14e jour, le titre du virus a été de 10^{-2}, évoluant par la suite entre $10^{-2,5}$ et $10^{-3,5}$.

Une partie de la culture, âgée de 29 jours, est fixée au Bouin et colorée par la méthode de Mann, de même qu'une partie des témoins. Cette technique montre une dégénérescence plus marquée des cellules et la présence d'inclusions cytoplasmiques entourées d'un halo : chez les témoins, il n'y a ni dégénérescence cellulaire ni inclusions cytoplasmiques. De plus, le liquide de culture centrifugé et dilué, inoculé aux souris, était virulent à la dilution 10^{-3}. Les souris qui succombaient après 10 jours présentaient, à l'examen histologique, de nombreux corps de Negri dans le cerveau.

Le deuxième passage a été effectué, au bout de 18 jours, sur les mêmes cellules et dans les mêmes conditions, avec le liquide virulent de la première expérience. La virulence a varié en 55 jours de 10^{-4} à $10^{-3,5}$. Le virus du 55e jour (titre 10^{-2}), inoculé à la souris, lui a donné une rage des rues typique.

Trois autres passages ont été réalisés avec des résultats similaires. Une

des récoltes a servi à l'identification du virus par neutralisation avec immun-sérum spécifique.

Conclusion. — Il est possible de cultiver le virus de la rage des rues sur une cellule gliale (Ependymome) de la souris. Le virus, après une longue période de latence et d'incubation (10 jours), produit une lente dégénérescence cellulaire et atteint un titre de virulence compris entre 10^{-1} et $10^{-3,5}$ dose léthale 50 se maintenant pendant une période de presque deux mois. Certaines cellules de la culture, en bonne santé apparente, présentent des inclusions spécifiques intracytoplasmiques (corps de Negri). Le contrôle sur animaux, au cours de cinq passages en série, a toujours donné une rage des rues typique.

(1) H. E. Pearson, P. Atanasiu et P. Lépine, *Ann. Inst. Pasteur* (sous presse).

(2) H. Eagle, K. Habel, W. P. Rowe et R. J. Huebner, *Proc. Soc. exp. Biol.* (New York), **91**, 1956, p. 361.

(3) P. Atanasiu (travaux inédits).

(4) R. Martin et P. Atanasiu, *Bull. Acad. nat. Méd.* (Paris) (sous presse).

(5) H. E. Pearson et D. L. Lagerborg, *J. Immunol.*, **75**, 1955, p. 134.

(6) P. Lépine, P. Slizewicz, P. Daniel et M. Paccaud, *Ann. Inst. Pasteur*, **90**, 1956, p. 654.

IMMUNOLOGIE. — *Immunité croisée entre la maladie de Carré et la peste bovine.* Note de MM. **Pierre Goret, Paul Mornet, Yves Gilbert** et **Charles Pilet** (1), présentée par M. Clément Bressou.

Des furets inoculés avec le virus de la peste bovine adapté au lapin se montrent solidement immunisés vis-à-vis du virus de la maladie de Carré. Réciproquement, des bovins inoculés avec le virus de la maladie de Carré adapté au furet résistent à une épreuve sévère tuant les témoins.

Récemment J. B. Polding et R. M. Simpson (2) ont montré que le virus sauvage de la peste bovine était capable de conférer au chiot, qui s'y montre insensible, une immunité solide vis-à-vis de la maladie de Carré.

Il nous a paru intéressant de vérifier le fait sur le furet, animal beaucoup plus sensible que le chien au virus de Carré, dans les conditions naturelles et expérimentales.

Au surplus, il était indiqué de rechercher si les bovins inoculés avec le virus de Carré présentaient une résistance à l'épreuve ultérieure par le virus de la peste bovine.

En vue de l'immunisation éventuelle du furet, nous nous sommes adressés au virus bovipestique adapté au lapin, souche Nakamura III, entretenu au Laboratoire fédéral de l'Élevage à Dakar (3). On utilise le

sang virulent d'un lapin sacrifié 65 à 75 h après inoculation intraveineuse du virus lapinisé.

Le virus de Carré adopté pour l'épreuve des furets et l'immunisation éventuelle des veaux est un virus entretenu par l'un de nous depuis de nombreuses années par passages en série sur furet ([4]). Le virus bovipestique sauvage d'épreuve est constitué par une souche hautement pathogène, isolée au Sénégal en 1957, conservée par lyophilisation et maintenue à — 20° C.

1. *Immunisation du furet contre la maladie de Carré par le virus bovipestique lapinisé.* — *a.* Six furets reçoivent chacun, par voie sous-cutanée, 2 ml de sang virulent de lapin infecté par le virus bovipestique lapinisé;

b. Trois furets reçoivent chacun par voie musculaire 10 doses vaccinantes pour le porc de virus suipestique lapinisé lyophilisé;

c. Six furets reçoivent chacun par voie musculaire 20 doses vaccinantes pour la poule de vaccin contre la maladie de Newcastle, virus d'ovoculture lyophilisé) souche Hitchner B_1).

Vingt jours plus tard tous les animaux et deux furets témoins reçoivent par voie sous-cutanée 10 mg de rate de furet infecté par le virus de Carré et sacrifié à la période agonique (soit environ 100 000 d. m. l.).

Les deux témoins et les neuf sujets ayant reçu respectivement le virus suipestique lapinisé et le virus Hitchner B_1 succombent du 8e au 12e jour après l'épreuve.

Sur les six furets ayant reçu le virus bovipestique lapinisé, deux succombent à la maladie de Carré 12 jours après l'épreuve, *les quatre autres ne présentent aucun trouble* et sont, à l'heure actuelle, toujours vivants (plus de deux mois après l'expérience).

2. *Immunisation des bovins contre la peste bovine par le virus de la maladie de Carré adapté au furet.* — Quatre bouvillons de Guinée âgés de 22 mois reçoivent sous la peau 5 ml d'une suspension à 30 % de rate de furet infecté de maladie de Carré et sacrifié à la période agonique. Un des animaux succombe accidentellement trois jours plus tard. Les trois autres sujets ne présentent aucune réaction générale, locale ou thermique.

Quinze jours plus tard, les trois animaux restants reçoivent chacun, en même temps que trois témoins, par voie sous-cutanée, 300 mg (soit environ 300 000 d. m. l.) de virus sauvage bovipestique. Sept jours après l'épreuve virulente les animaux témoins présentent les signes caractéristiques de la peste bovine et sont sacrifiés *in extremis*. Les examens nécropsiques et sérologiques confirment le diagnostic clinique. Les trois veaux ayant reçu le virus de Carré ne présentent aucun trouble et sont, à l'heure actuelle, toujours vivants (soit un mois environ après l'expérience).

Nous nous proposons : 1° de renouveler ces essais; 2° de vérifier l'action

immunisante contre la maladie de Carré du virus bovipestique sauvage chez le Furet et celle du virus avianisé de la maladie de Carré contre la peste bovine chez les Bovins.

Mais ces essais, qui confirment ceux pratiqués sur chiens par nos collègues du Kenya et démontrent la réciprocité du phénomène d'immunité croisée maladie de Carré × peste bovine, chez le bœuf, nous ont paru suffisamment formels et convaincants pour être, dès maintenant, publiés.

(1) Avec la collaboration de Thiécoura Camara.
(2) *Vet. Rec.*, 69, 1957, p. 583.
(3) *Rev. Élev. Méd. Vét. Pays Trop.*, 6, 1953, p. 125; 8, 1955, p. 297.
(4) *C. R. Soc. Biol.*, 141, 1947, p. 423.

(*Laboratoire de Bactériologie, École vétérinaire d'Alfort et Laboratoire Fédéral de l'Élevage à Dakar.*)

PATHOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Hépato-néphrites chez les lapins nouveau-nés dues à des néo-rickettsies ou à des éléments du groupe de la psittacose.* Note de MM. **Paul Giroud** et **Georges Marinesco**, présentée par M. Émile Roubaud.

L'inoculation de souches néo-rickettsiennes ou du groupe psittacose provoque non seulement une néphrite, mais une hépatite avec dégénérescence graisseuse modérée, une réaction hyperplasique des cellules de Kupfer. Puis la dégénérescence augmente avec réaction fibroblastique et réticulo-endothéliale.

C'est l'observation d'hépato-néphrites évoluant chez un vétérinaire et chez un marchand de chevaux (1) qui nous a amenés à constater des réactions sérologiques positives sur le groupe néo-rickettsien, à la limite des rickettsies et à côté du groupe de la psittacose. Dans le premier cas, il y avait eu contamination par contact; dans l'autre, celle-ci s'était faite par l'intermédiaire d'une tique.

Nous étions arrivés à rechercher ce syndrome en Europe, car depuis longtemps nous avions constaté, en Afrique, avec P. Le Gac, des hépato-néphrites toxi-infectieuses non jauneuses pour lesquelles des contrôles anatomo-pathologiques avaient été faits par notre regretté ami Jean Bablet. Nous avions vu au cours de celles-ci des éléments en points qui correspondaient à des agents ressemblant à de la psittacose. Nous avons isolé depuis diverses souches dont la V 14 avec J. Jadin (2) et C 16 avec J. Jadin et F. Roger (3).

D'autre part, avec Mlle P. Gauthier-Villars, nous avons provoqué des néphrites aiguës expérimentales chez le Lapin adulte; elles étaient transitoires (4).

Voulant réaliser des syndromes indiscutables, nous avons employé des

lapins nouveau-nés (6 jours), des lapins jeunes (2 mois), des lapins adultes et nous les avons inoculés avec deux types de souches : la souche X 14, isolée avec J. Jadin d'un enfant présentant une hyperthermie et la souche Q 18, isolée au cours d'un avortement de brebis, cultivées, l'une sur poumon de souris, l'autre sur membrane vitelline de l'œuf.

Les lapins ont été sacrifiés aux 6e et 14e jours de l'inoculation.

Étude morphologique. — Du point de vue *macroscopique*, nous avons observé chez les lapins nouveau-nés inoculés avec la souche X 14 ou Q 18 et sacrifiés au 6e jour, une stase généralisée et une légère dégénérescence hépatique et rénale; au 14e jour, tandis que les phénomènes congestifs étaient un peu plus accentués, les altérations dégénératives paraissaient plus avancées. On pouvait voir un vrai foie gras et une vraie néphrose avec une réaction péritonéale, une hypertrophie ganglionnaire et un œdème cérébral.

Du point de vue *microscopique*, la maladie néo-rickettsienne expérimentale obtenue chez les lapins nouveau-nés se caractérise par des lésions importantes hépato-rénales.

L'aspect histologique au 6e jour est un peu différent de celui du 14e jour.

Le foie présente une dégénérescence graisseuse modérée et une légère hyperplasie des cellules de Kupfer, des foyers hématopoëtiques ainsi qu'une stase modérée dans la première semaine après l'inoculation, puis une forte dégénérescence graisseuse avec une discrète réaction fibroblastique et réticulo-endothéliale dans la deuxième semaine.

Le rein présente d'abord une congestion et une hyperplasie glomérulaire modérées avec une légère dégénérescence granulaire des tubes, puis, dans la deuxième semaine, on assiste à une forte dégénérescence polyvacuolaire, granulaire ou graisseuse tubulaire avec une atteinte modérée des glomérules.

Le poumon présente une stase, de l'œdème et même une infiltration lymphocytaire interstitielle dans le stade avancé; on y voit des hyperplasies des nodules lymphatiques péri- ou interbronchiques.

Du reste, on observe une hyperplasie réticulo-endothéliale de la rate et un important œdème cérébral à réaction cellulaire péri-vasculaire discrète.

Il n'y a pas de nettes différences microscopiques entre les deux souches employées (X 14 et Q 18). On peut remarquer aussi que les lésions chez les lapins nouveau-nés sont plus étendues et plus graves que les lésions chez les lapins d'âge moyen ou chez les adultes.

Et fait très important, nous avons constaté avec la souche X 14, comme avec *Rickettsia burneti*, des adhérences péritonéales et des réactions ganglionnaires; au niveau des ganglions, on met en évidence des éléments pathogènes de 200 à 300 mμ. Nous avions constaté des faits analogues chez l'Homme.

Discussion. — L'inoculation des lapins nouveau-nés par voie péritonéale avec deux souches (X 14 et Q 18) de néo-rickettsies est suivie de l'apparition d'importantes lésions hépatiques et rénales. Ceci démontre l'activité nocive des néo-rickettsies qui pénètrent dans la circulation générale par le filtre hépatique ou lymphatique. L'élimination des agents pathogènes par les veines occasionne la multiplication et, en tous cas, la destruction des cellules rénales tubulaires ou même glomérulaires. Dans les autres viscères, on y voit des altérations œdémateuses périvasculaires cérébrales, hyperplasiques, ganglionnaires et spléniques et une infiltration interstitielle pulmonaire. Mais les lésions rénales et hépatiques restent les plus importantes. On peut, ainsi, déduire que les complications hépatiques ou rénales observées chez l'Homme sont dues à l'action directe des néo-rickettsies.

(1) P. Giroud, J. Jadin, F. Roger, N. Dumas, Cl. Pot et M. Pitallier, *Bull. Mém. Soc. Méd. Hôp. Paris*, 15-16, 1955, p. 548.

(2) P. Giroud et J. Jadin, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2039.

(3) P. Giroud, J. Jadin et F. Roger, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 468.

(4) P. Giroud et Mlle P. Gauthier-Villars, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1076.

PATHOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Sur la nature chimique des nucléo-agglutinines sériques.* Note de M. **Albert Delaunay**, Mme **Monique Pelletier** et Mlle **Michelle Henon**, transmise par M. Gaston Ramon.

Dans une Note précédente (1), nous avons montré que des sérums « normaux », fournis par les espèces animales les plus diverses, ont le pouvoir d'agglutiner les noyaux isolés d'hématies de coq. Les plus riches en nucléoagglutinines semblent être, cependant, les sérums de cobaye. Quelle pouvait être la nature chimique de ces constituants sériques ? Il était naturel que nous pensions d'abord à des *protéines*, ces nucléoagglutinines pouvant fort bien, *a priori*, être considérées comme des anticorps naturels. Cependant, comme nous l'avons déjà indiqué (1), leur taux n'augmente pas ou augmente à peine chez le Lapin, quand cet animal a été hyperimmunisé par des globules rouges de coq. Une expérience simple devait achever de nous montrer que cette première conception était erronée. Un mélange de sérums de cobaye, *riche en nucléoagglutinines*, se voyait partagé en cinq fractions par emploi du sulfate d'ammonium, les principes contenus dans chaque fraction étant finalement ramenés à leur concentration normale dans le sérum. Sur chaque fraction était faite, selon la méthode habituelle (1), une réaction d'agglutination. Les résultats sont exposés dans le tableau I.

TABLEAU I.

Sérum ou fraction sérique étudiés.	Intensité de l'agglutination.	Sérum ou fraction sérique étudiés.	Intensité de l'agglutination.
Sérum	++++	γ-pseudoglobulines	o
Albumines	++±	α et β-euglobulines	o
α et β-pseudoglobulines.	o	γ-euglobulines	o

Devant ces résultats négatifs, nous nous trouvions peu à peu enclins à imaginer l'intervention d'un *constituant polypeptidique* et nous étions d'autant mieux habilités à le faire que, chemin faisant, nous avions remarqué que les solutions de *sulfate de protamine* (de 1 à 0,1 mg/ml) ont le pouvoir, elles aussi, d'agglutiner très fortement les noyaux d'hématies. Pour extraire ce constituant de nos sérums, nous nous sommes servis d'une méthode mise au point par C. Rimington [2] et légèrement modifiée. Dans un premier temps, nous acidifions nos sérums à pH 5 environ par addition d'acide acétique, puis nous les chauffions 20 mn au bain-marie bouillant. Ensuite, centrifugation à 4 500 tours/mn. Le surnageant, limpide, était alors recueilli et filtré sur papier. Ultérieurement, nous ajoutions à un volume de filtrat quatre volumes d'alcool à 96°. Le mélange était déposé, une nuit, à + 4°. Pendant ce temps, un assez gros précipité se formait. Il était recueilli par centrifugation, desséché sous vide. Finalement, se trouvait entre nos mains une fraction pulvérulente que nous avons étiquetée FR. Rendement de la méthode : environ 0,4 mg de poudre par millilitre de sérum. Le moment venu, cette poudre était remise en solution dans un tampon phosphate de pH 6. La dissolution est bonne, non très bonne. Avec cette solution, nous avons fait de nouvelles réactions d'agglutination. Nos résultats sont reportés dans le tableau II.

TABLEAU II.

Espèce animale qui avait fourni le sérum.	Pouvoir agglutinant du sérum avant traitement.	Pouvoir agglutinant de la fraction FR correspondante (2 mg/ml).
Cobaye	+++ à +++++	+++++
Lapin	+ à +±	+++++
Mouton	o	++

La lecture de ce tableau montre essentiellement que les diverses fractions FR obtenues sont toujours agglutinantes et qu'elles le sont parfois de façon très marquée. On remarquera aussi qu'elles peuvent être plus agglutinantes que les sérums (ici, lapin et mouton) d'où elles ont été extraites. En général, le pouvoir agglutinant des fractions FR commence à s'estomper aux concentrations inférieures à 0,2 mg/ml.

Du point de vue chimique, les fractions FR contiennent des corps

protéiques (Biuret : ++ ; Hopkins : ±) et des glucides (Molish : ++++), certains de ceux-ci, au moins, portant des groupements aminés (Hexosamine : +++). En revanche, absence d'acides nucléiques (Bial : o). Selon toute vraisemblance, donc, on se trouve en présence d'une *glycoprotéine* ou, ce qui paraît plus probable, d'un *mélange de glycoprotéines*.

La suite de nos expériences nous a apporté les précisions suivantes. Le pouvoir nucléoagglutinant subsiste indéfiniment, semble-t-il, quand ces glycoprotéines sont conservées à + 4° sous forme pulvérulente. En revanche, il s'estompe en moins d'une semaine si la substance est gardée en solution dans un tampon phosphate de pH 6. Le pouvoir nucléoagglutinant des solutions de glycoprotéines est maximum dans une zone de pH comprise entre 5 et 7. Il apparaît diminué, sinon aboli, par le chauffage (1 h à 100°); en même temps, un précipité se forme dans le tube. Il est, au contraire, renforcé par la dialyse (4 jours à + 4° contre de l'eau distillée).

L'addition à nos solutions de glycogène ou d'acide chondroïtine-sulfurique (même à très fortes doses) a laissé intact le pouvoir agglutinant; en revanche, action inhibitrice remarquable de l'héparine. *Voir* les résultats présentés dans le tableau III.

TABLEAU III.

Solution qui a servi pour le test d'agglutination.	Intensité de l'agglutination.
FR (1 mg/ml)	+++++
Héparine (4 mg/ml)	o
FR (1 mg/ml) + héparine (2 mg/ml)	o
FR » + » (1 mg/ml)	o
FR » + » (0,5 mg/ml)	++
FR » + » (0,25 mg/ml)	++

Nous avons vu par ailleurs que certaines fractions protéiques (α et β-pseudoglobulines et α et β-euglobulines isolées du sérum de cobaye) ont, elles aussi, une action inhibitrice indiscutable. En revanche, action nulle de l'albumine extraite du sérum de cobaye et de l'ovalbumine.

Nos recherches se poursuivent en ce domaine. L'étape marquante qui vient d'être couverte indique que, *dans les sérums sanguins, les principes nucléoagglutinants sont, au moins pour l'essentiel, constitués par des glycoprotéines*.

(1) A. Delaunay, M. Pelletier et M. Henon, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 762.
(2) C. Rimington, *Bioch. J.*, 34, 1940, p. 931.

La séance est levée à 15 h 35 m.

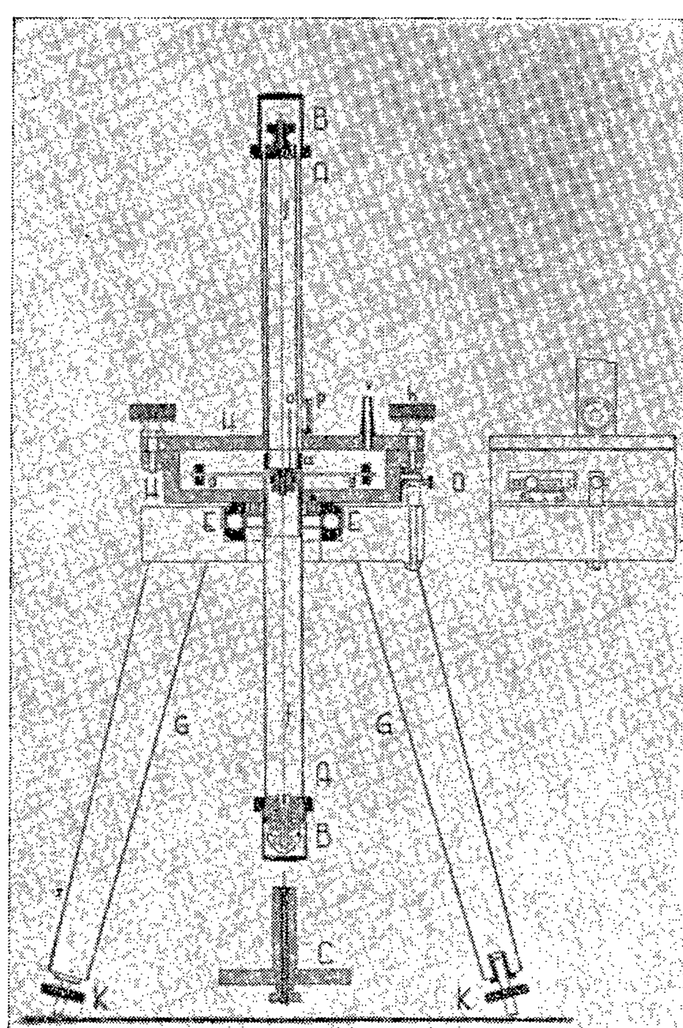
L. B.

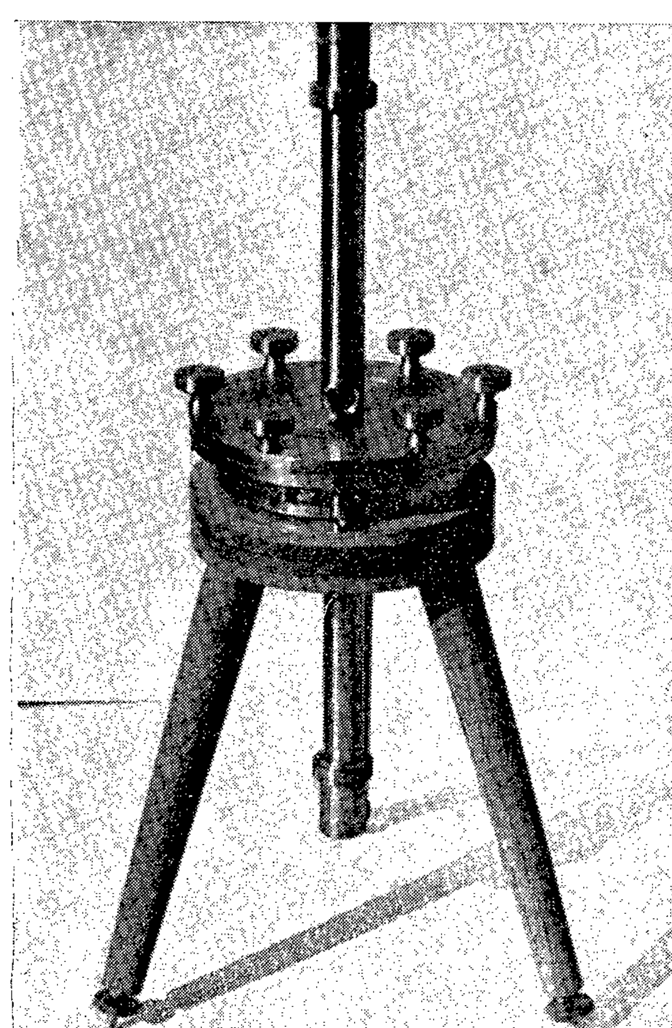
ERRATA.

(*Comptes rendus* du 28 octobre 1957.)

Note présentée le 7 octobre 1957, de M. *Constantin Sălceanu*, Un viscosimètre à vide pour les fils métalliques :

Le texte de la Note devait être accompagné des deux figures ci-dessous :





(*Comptes rendus* du 13 novembre 1957.)

Note présentée le 4 novembre 1957, de M. *Didier Gagnaire*, Sur la mise en évidence d'une transposition dans l'hydrolyse de quelques bromo-1 alcoxy-2 alcanes :

Page 1733, 1re ligne du tableau au bas de la page, *au lieu de* 80 %, *lire* 8 %.



FIN DU TOME DEUX CENT QUARANTE-CINQUIÈME.

COMPTES RENDUS

DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

TABLES DU TOME 245.

JUILLET-DÉCEMBRE 1957.

I. — PARTIE SCIENTIFIQUE.

HISTOIRE DES SCIENCES.

I. — MATHÉMATIQUES PURES ET APPLIQUÉES.

Logique mathématique.

Arithmétique.

Algèbre.

Géométrie.

Calcul numérique.

Calcul des probabilités.

Statistique mathématique.

II. — MÉCANIQUE PURE ET APPLIQUÉE.

Mécanique.

Mécanique théorique.

Mécanique physique.

Mécanique des fluides.

Résistance des matériaux.

Mécanique appliquée

III. — ASTRONOMIE.

Astronomie.

IV. — GÉOGRAPHIE ET NAVIGATION.

Géophysique.

V. — (A). PHYSIQUE MATHÉMATIQUE ET PHYSIQUE THÉORIQUE.

Physique mathématique.

Physique théorique.

V. — (B). PHYSIQUE PURE ET APPLIQUÉE.

Physique générale.

Métrologie.

Chaleur.

Thermodynamique.

Acoustique.

Physique des solides.

Physique corpusculaire.

VI. — CHIMIE PHYSIQUE. CHIMIE PURE ET APPLIQUÉE, CHIMIE BIOLOGIQUE.

Chimie physique.

Chimie générale.

Chimie minérale.

Chimie organique.

VI. — GÉOLOGIE, MINÉRALOGIE, PHYSIQUE DU GLOBE, PALÉONTOLOGIE.

Géologie.

Minéralogie.

Physique du Globe.

Paléontologie.

VIII. — BOTANIQUE ET BIOLOGIE VÉGÉTALE.

Botanique.

Taxinomie végétale.

Morphologie végétale.

Physiologie végétale.

Biologie végétale.

IX. — ZOOLOGIE, BIOLOGIE ANIMALE, GÉNÉTIQUE.

Zoologie.

Biologie.

Génétique.

X. — BIOPHYSIQUE ET BIOCHIMIE, TOXICOLOGIE ET PHARMACOLOGIE, MICROBIOLOGIE, IMMUNOLOGIE.

Biophysique.

Pharmacologie.

Microbiologie.

Microbiologie.

Médecine.

Physiologie.

II. — PARTIE ACADÉMIQUE.

Académie.

Comités.

Congrès.

Ouvrages.

Prix et subventions attribués.

Solennités scientifiques.

III. — AUTEURS.

B

D

G

K

M

T

W



GAUTHIER-VILLARS,
ÉDITEUR-IMPRIMEUR-LIBRAIRE DES COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES
Paris. — Quai des Grands-Augustins, 55.

155978-59

Imprimé en France